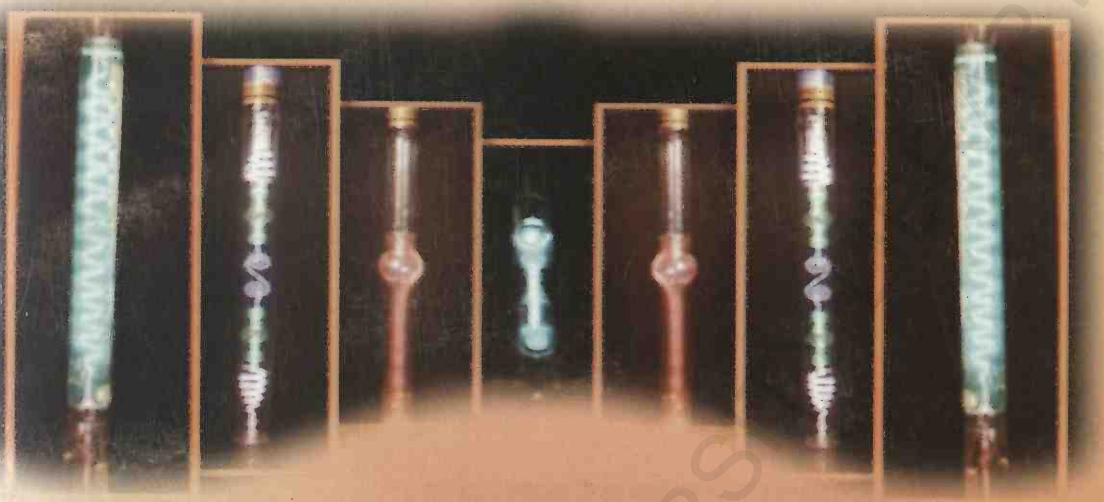
RODICA VLĂDOIU



FIZICA PLASMEI ŞI APLICAŢII

Lucrări de laborator

III 308.091

Ovidius University Press
Constanța, 2010

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BIBL. CENTR. UNIV.
„M. EMINESCU" IAŞI
III 308.091

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

RODICA VLĂDOIU

FIZICA PLASMEI ŞI APLICAŢII

Lucrări de laborator

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

RODICA VLĂDOIU

651659

FIZICA PLASMEI ŞI APLICAŢII

Lucrări de laborator

1002037
BCU IASI

ALE

Ovidius University Press
Constanța, 2010

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Tehnoredactare: Aurelia Mandeş
Mirela Conţulov
Virginia Dincă

Coperta: Aurelia Mandeş

Descrierea CIP a Bibliotecii Naţionale a României
VLĂDOIU, RODICA
Fizica plasmei şi aplicaţii: lucrări de laborator / Rodica Vlădoiu. – Constanţa: Ovidius University Press, 2010
ISBN 978-973-614-536-0

533.9(075.8)

- 5 MAR. 2013

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

CUPRINS

Prefaţă 3

1. Obţinerea şi măsurarea vidului 5
2. Analiza parametrică a plasmelor 14
3. Determinarea vitezei de pompare a unei pompe de vid 21
4. Studiul descărcării luminescente la presiune redusă..... 29
5. Legea lui Paschen 35
6. Determinarea primului coeficient de ionizare la gaze (α) 43
7. Studiul căderii catodice normale 51
8. Studiul descărcării cu barieră de dielectric (DBD) 57
9. Studiul descărcărilor în amestecuri binare de elemente 61
10. Studiul Efectului Penning în amestecuri binare de gaze 66
11. Studiul Efectului M (Efectul de monocromatizare) în amestecuri de gaze 71
12. Gradientul de potenţial al coloanei pozitive 77
13. Studiul lămpilor globulare cu plasmă 82
14. Tratarea diferitelor suprafeţe cu ajutorul descărcării cu barieră de dielectric 87
15. Diagnosticarea plasmei prin metoda sondei electrice 93
16. Mişcarea particulelor în câmp magnetic static şi uniform 101
17. Studiul influenţei presiunii asupra coloanei pozitive a plasmei 107
18. Determinarea funcţiei de distribuţie după energii a electronilor prin metoda tangentei 112
19. Determinarea temperaturii unei plasme din intensitatea liniilor de emisie spectrală 119
20. Efectul catodului cavitar 127

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCUIASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Prefață

Fizica Plasmei reprezintă un domeniu extrem de spectaculos. Începând de la zonele luminoase şi întunecoase care alternează ale descărcării în gaze la presiune joasă şi până la şnururile şerpuitoare colorate luminoase ale globului cu plasmă, totul este fascinant. Deşi teoria proceselor elementare care se produc în plasmă este destul de complexă, în spatele unor formule lungi şi bine argumentate, rămâne totuşi **EXPERIMENTUL**.

Lucrarea de faţă descrie cele mai importante experimente de laborator care evidenţiază fenomenele produse în plasmă abordând însă şi câteva din aspectele aplicative predate studenţilor la cursul de "Fizica Plasmei şi Aplicaţii". Realizarea unui astfel de îndrumător de laborator era necesară şi foarte utilă, deoarece vizualizarea proceselor care au loc în plasmă aprofundează şi mai bine cunoştinţele despre subiectele tratate la cursul menţionat.

Tematica propusă este concepută într-un număr de 20 lucrări experimentale de laborator a căror structură este împărţită astfel: la început studentul ia cunoştinţă cu principalele **Noţiuni introductive** la care se referă lucrarea, urmând ca apoi să fie punctat **Scopul lucrării** de laborator. Reprezentarea schematică a **Montajului experimental** va constitui următorul pas, după care sunt trecute în revistă etapele de lucru, înglobate în paragraful denumit: **Modul de lucru**. La sfârşitul fiecărei lucrări experimentale este menţionată **Bibliografia**, iar acolo unde este cazul sunt prezentate şi câteva **Observaţii** fie asupra fenomenului studiat, fie asupra precauţiilor speciale necesare pentru desfăşurarea în siguranţă a lucrării.

Deşi o parte din lucrările prezentate în această selecţie sunt clasice, cum ar fi de exemplu "Legea lui Paschen", există însă şi lucrări originale, "Studiul efectului M – efectul de monocromatizare", efect care apare menţionat în cartea "Dictionary of effects in science" editată de redacţia INOE, la care contribuţia domnului profesor Musa Geavit este reprezentativă pentru cercetarea românească în domeniul Fizicii Plasmei.

Pe plan local, aportul adus prin experienţa îndelungată a dlui profesor Musa Geavit a însemnat nu numai înfiinţarea acestui laborator dar şi deschiderea unor teme de cercetare în acest domeniu, astfel încât, împreună cu grupul de lucru conturat, s-a demonstrat că există un laborator performant de Fizica Plasmei la Universitatea Ovidius din Constanţa, în care studenţii, masteranzii şi doctoranzii au condiţii optime de studiu.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 1

OBȚINEREA ȘI MĂSURAREA VIDULUI

1. NOȚIUNI TEORETICE

Eliminarea gazelor dintr-o incintă se realizează cu ajutorul pompelor de vid, a căror funcționare au la bază două proprietăți ale gazelor:

1. Expansibilitatea, proprietatea gazelor de a ocupa întreg volumul aflat la dispoziție – specifică pompelor mecanice;
2. Difuzibilitatea, proprietatea gazelor de a se întrepătrunde – specifică funcționării pompelor de difuzie.
3. Compresibilitatea, proprietatea gazelor de a putea fi evacuate prin rotația sistemului de palete ale unei turbine – specifică pompelor turbomoleculare.

În cadrul acestei lucrări de laborator se vor studia două tipuri de pompe și anume pompa mecanică rotativă și pompa turbomoleculară.

Pompe mecanice

Presiunea inițială de la care poate lucra pompa mecanică este presiunea atmosferică, și ca urmare este una dintre cele mai utilizate pompe (pompa de vid preliminar), iar presiunea limită atinge o valoare maximă de 10^{-4} mbar.

Principiul de funcționare al pompei mecanice rotative cu ulei (pompe de vorvacuum) este reprezentat schematic în **Fig. 1.1**.

Într-un stator cilindric (1) se află montat un rotor crestat (2) care este deplasat cu ajutorul paletelor (4) într-o mișcare circulară excentrică. Aerul

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

aspirat prin orificiul (5) este comprimat şi apoi împins de palete până la evacuarea acestuia prin orificiul de ieşire (6) care se află cufundat în ulei.

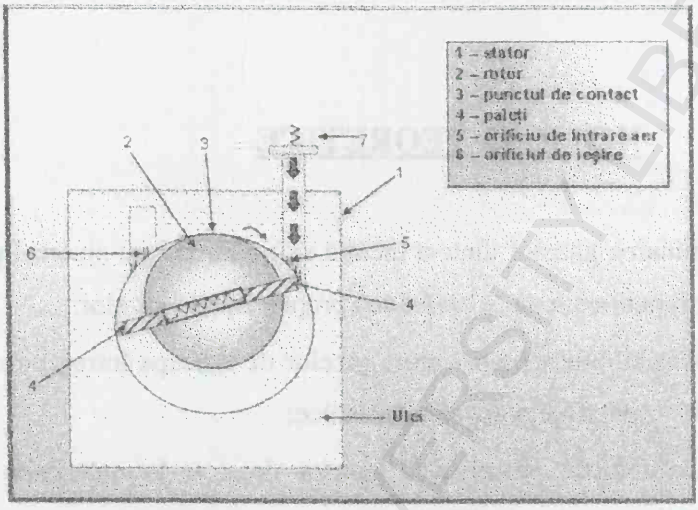


Fig. 1.1. Reprezentarea schematică a principiului de funcţionare a unei pompe mecanice rotative

Pompa de difuzie

Acest tip de pompă funcţionează exclusiv în cuplaj cu pompele de vid preliminar, deoarece presiunea iniţială de la care pot intra în operare este de 10^{-2} mbar. Principiul de funcţionare are la bază producerea unui jet de vapori de ulei îndreptat de la partea superioară a pompei către baza ei, antrenând prin difuzie moleculele gazului de evacuat. Pentru evitarea unui flux invers de gaz, procesul de difuzie trebuie să aibă loc spre o regiune cu presiune mai scăzută faţă de presiunea atmosferică, ceea ce explică necesitatea cuplării cu pompele de vid preliminar. Presiunea finală limită a acestor pompe este în mod uzual 10^{-6} mbar. (**Fig. 1.2**)

O precauţie specială în cazul pompelor de difuzie, o constituie existenţa unui sistem de răcire cu apă, care trebuie pornit înainte de punerea în funcţiune a

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

pompei de difuzie şi menţinut încă cel puţin pentru o oră după ce pompa a fost oprită.

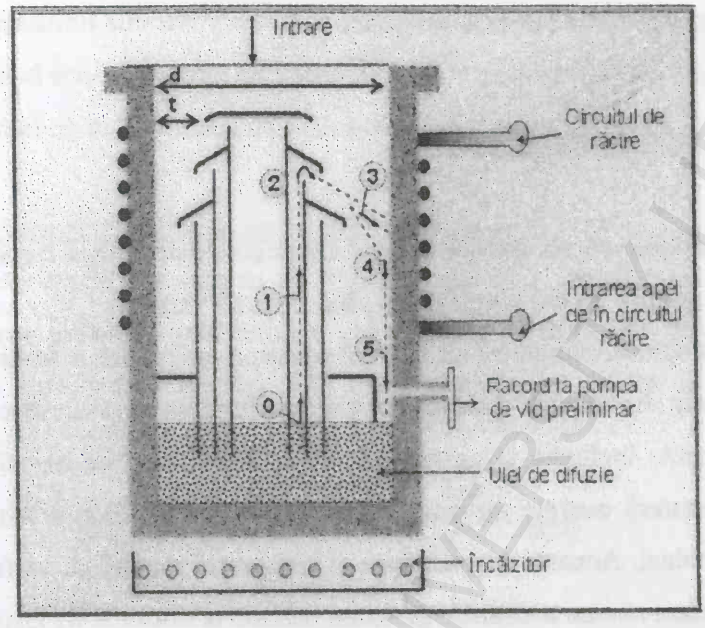


Fig. 1.2 Principiul de funcţionare a unei pompe de difuzie cu ulei

Drumul vaporilor este marcat cu numere începând cu (0) (nivelul de ulei). După cum se poate observa, la punctul (1) vaporii de ulei urcă pe traseu şi, la contact cu următoarea suprafaţă (2) sunt forţaţi să se întoarcă fiind direcţionaţi către peretele cilindrului (3). Aerul rezidual în cilindru este difuzat în vaporii de ulei şi este obligat să se mişte împreună cu ei (4). Datorită depresurizării produse, aerul de la nivelul orificiului de intrare se mişcă în jos. În consecinţă, datorită difuziei gazului rezidual în vapori de ulei, moleculele de aer sunt mutate din locul (5) din care ulterior vor fi pompate afară. Ajungând la nivelul pereţilor vaporii de ulei se condensează şi se reîntorc în formă lichidă în rezervor datorită forţelor de gravitaţie.

De asemenea şi uleiul folosit în pompele de difuzie trebuie să îndeplinească anumite proprietăţi:

- presiunea vaporilor saturaţi să fie cât mai mică;

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- să conţină cât mai puţine fracţii volatile care au presiunea vaporilor saturaţi mare;
- să absoarbă foarte puţin gazele.

Pompa turbomoleculară

Condiţiile de vid înalt şi ultraînalt sunt create de pompa turbomoleculară care poate asigura un vid ultraînalt de până la $1x10^{-7}$ mbar.

Pompa turbomoleculară sau turbopompa, utilizează o turbină pentru a elimina gazul din incintă. Această pompă este formată dintr-un disc circular cu multiple palete înclinate la un anumit unghi. Pe măsură ce discul se roteşte, paletele transferă energie mecanică moleculelor gazului direcţionându-le către nivelele turbinei. Această mişcare duce la compresia gazului ce va fi evacuat de pompa de rezervă care menţine o presiune scăzută la orificiile de ieşire.

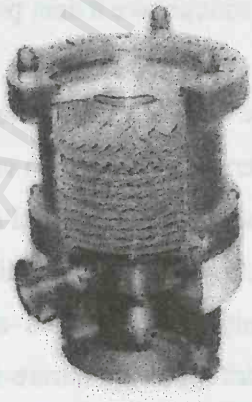


Fig. 1.3. Secţiune prin pompa turbomoleculară

Pompa turbomoleculară Pfeiffer THS 901 nu funcţionează cu ulei, deci nu se introduc hidrocarburi care să contamineze incinta. Un alt avantaj considerabil este faptul că nu face zgomot puternic şi că nu produce vibraţii majore. (**Fig. 1.3**)

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Măsurarea presiunii

Dispozitivele cu ajutorul cărora se realizează măsurarea presiunilor inferioare presiunii atmosferice se numesc **vacuumetre**. În cele ce urmează vom descrie în mod special tipurile de vacuumetre care sunt utilizate în laboratorul de Fizica Plasmei de la Facultatea de Fizică din Universitatea Ovidius Constanța.

A. Vacuumetre hidrostatice cu tub în forma de U

Acest tip de manometru se folosește mai ales atunci când se dorește monitorizarea presiunii unui anumit gaz introdus în instalație. Reprezentarea schematică este redată în **Fig. 1.4**, manometrul fiind cuplat în ansamblul experimental.

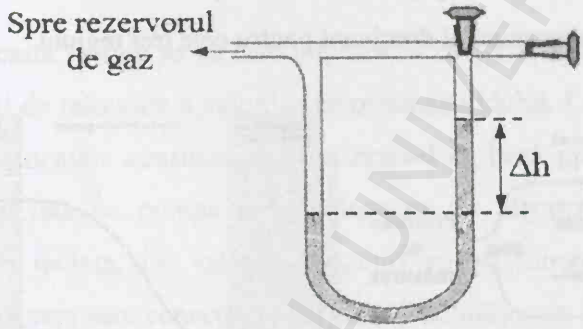


Fig. 1.4. Manometrul cu ulei

Diferența de presiune dintre cele două brațe ale tubului este determinată de presiunea care corespunde denivelării lichidului din tub, în cazul nostru al uleiului. Relația de transformare din unități de lungime în unități de presiune este dată de următorul algoritm:

1 mm col ulei = 0,0625 mm col Hg

1 mm col Hg = 1 Torr

B.C.U. „M. EMINESCU" IAȘI

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Domeniul de măsură al presiunii pentru acest manometru este de nivelul torrilor.

B. Vacumetre termice - Joja Pirani

Joja Pirani a fost descrisă pentru prima dată în 1906. La baza principiului de funcţionare al acestui manometru stă dependenţa coeficientului de conductivitate termică a gazelor de gradul lor de rarefiere la presiuni medii. Principiul de funcţionare al jojei Pirani este reprezentat schematic în **Fig. 1.5**. Sursa de curent va încălzi filamentul, iar variaţiile de temperatură ale termocuplului sunt determinate de transferul de căldură dintre termocuplu şi filament datorat conductivităţii mediului. În **Fig. 1.6** se poate vedea corelarea dintre transferul de căldură într-o joză Pirani în funcţie de domeniul de presiune în care este menţionat mecanismul dominant pentru cele trei regiuni.

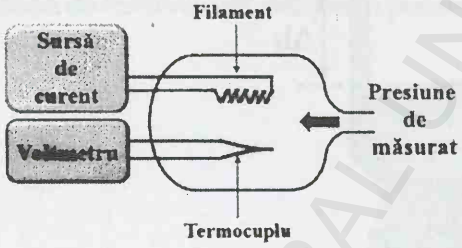


Fig. 1.5. Joja Pirani

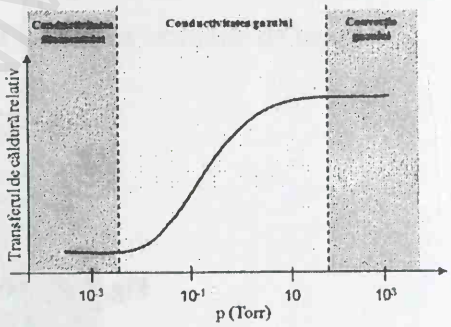


Fig. 1.6. Transferul de căldură pe domenii de presiune

În general aceste joje sunt calibrate pentru azot, similare deci aerului atmosferic, iar pentru alte gaze există calibrări speciale. Domeniul de măsură al presiunii este între 10^2 torr şi 10^{-3} torr.

C. Vacuumetre de ionizare - Joja Penning

Aceste vacuumetre se bazează pe măsurarea intensităţii curentului electric produs de fenomenul de ionizare al moleculelor de gaz la trecerea unui

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

fascicul de electroni prin acesta. Ca un caz particular, în Joja Penning se produce o descărcare cu catod rece într-un câmp magnetic între doi catozi şi un anod. Datorită câmpului magnetic longitudinal existent, traiectoriile electronilor – sub formă de elice - sunt mult mai lungi decât cele care ar fi fost produse pe drumul direct de la catod la anod, astfel încât probabilitatea de ionizare a moleculelor de gaz este considerabil crescută. Curentul de descărcare obţinut va fi dependent în mod liniar de presiunea gazului, fiind necesară doar realizarea curbei de calibrare, ca şi în cazul jojei Pirani. Domeniul de presiuni în care operează joja Penning este 10^{-2}-10^{-6} torr.

2. SCOPUL LUCRĂRII

În această lucrare se va face iniţierea în cele mai importante dispozitive de realizare şi de măsurare a valorilor de presiune vidului. La modul concret, se vor studia elementele constructive şi principiul de bază pentru pompa de vid preliminar cuplată cu pompa turbomoleculară ca dispozitive de obţinere a vidului într-o incintă, iar valorile presiunii vor fi înregistrate de către un vacuumetru la care sunt conectate două unităţi de măsurare a presiunii şi anume joja Pirani şi joja Penning.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Studiul prevăzut pentru lucrarea referitoare la noţiunile de bază pentru obţinerea şi măsurarea vidului se va realiza pe instalaţia existentă în laboratorul de Fizica Plasmei, elementele de interes pentru lucrare fiind prezentate în **Fig. 1.7** şi **Fig. 1.8**.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

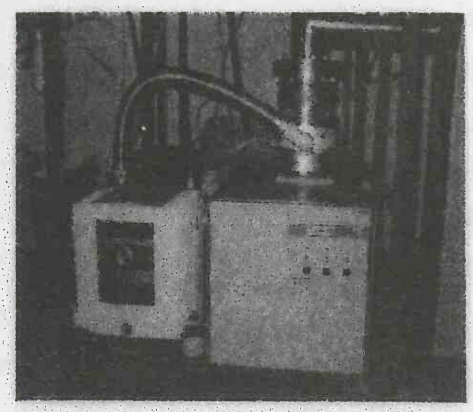


Fig. 1.7. Sistemul de vidare

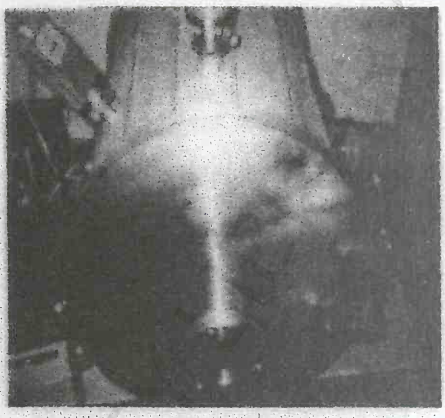


Fig. 1.8. Ansamblu de măsurare a vidului joja Pirani (stânga sus) şi joja Penning (dreapta)

Sistemul de vidare este constituit din două pompe: o pompă de vid preliminar şi o pompă de vid înalt (pompa turbomoleculară). Acest sistem este conectat direct la incinta experimentală, iar valoarea presiunii din interiorul incintei vidului se va măsura cu ajutorul celor două joje (joja Pirani - poate da valori ale presiunii cuprinse între 10^{3} mbar şi 10^{-3} mbar, iar joja Penning - permite măsurarea presiunii până la valori de 10^{-6} mbar) şi este afişată prin intermediul unui aparat de control al presiunii.

Incinta este realizată din inox, are formă cilindrică cu un diametru de 50 cm şi un volum de 65 l. Corpul incintei este prevăzut cu un număr de nouă flanşe Pneurop, la două dintre acestea fiind conectate cele două instrumente de măsurare a presiunii din incintă.

4. MODUL DE LUCRU

Etapele de lucru vor fi următoarele :

1. Se verifică etanşeitatea incintei;
2. Se porneşte circuitul de răcire al pompei turbomoleculare;
3. Se conectează sistemul de vidare la reţeaua de înaltă tensiune;

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY

4. Se cuplează şi vacuumetru de control al presiunii;

5. Se conectează canalul de citire a presiunii corespunzator jojei Pirani;

6. Se notează indicaţiile pe care le furnizează vacuumetrul din două în două secunde;

7. După atingerea presiunii de $2 \cdot 10^{-2}$ mbar se cuplează canalul de citire a presiunii corespunzator jojei Penning;

8. Se înregistrează notaţiile de presiune în continuare, urmărindu-se momentul în care intră în funcţiune pompa tubomoleculară (automat);

9. Se trasează graficul în scara logaritmică obţinut în urma achiziţiei de date $p = f(t)$.

10. Se decuplează pompa turbomoleculară, vacuumetrul de control al presiunii şi se închide sistemul de răcire.

5. BIBLIOGRAFIE

1. A. ROTH, „Vacuum Technology", North-Holland Publishing Company-Amsterdam-New York- Oxford, 1976

2. M. PIRANI, J. YARWOOD, "Principles of Vacuum Engineering", Second Impression, Chapman and Hall, London, 1963

3. E. BADARAU, I. POPESCU, „Gaze ionizate - descărcări electrice în gaze", Editura Tehnică, Bucureşti, 1965

4. R. A. DUNLAP, „Experimental Physics", Oxford University Press, New York - Oxford, 1988

5. R. VLĂDOIU, „Tehnologii cu plasmă", Ed. Ovidius University Press, Constanţa, 2007

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 2

ANALIZA PARAMETRICĂ A PLASMELOR

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Definirea plasmei ca un ansamblu de atomi neutri, electroni şi ioni, fotoni aflaţi într-o continuă mişcare în câmpurile electromagnetice relevă ideea clară că nu orice fel de gaz ionizat poate fi denumit plasmă; el trebuie să satisfacă simultan trei condiţii:

a) Condiţia de cvasineutralitate macroscopică care implică prezenţa a două componente electrice ale gazului ionizat de semn contrar.

b) Condiţia de dimensiune care determină o analiză a gazului ionizat pe baza conceptului de lungime de ecranare Debye.

c) Condiţia de interacţiune care ia în considerare prezenţa interacţiunilor de tip coulombian între componentele plasmei.

Din acest punct de vedere, studiile asupra plasmelor implică o analiză parametrică a plasmei legată atât de aspectele teoretice cât şi de aspectele experimentale. Această analiză teoretică depinde esenţial de tipul de plasmă care se are în vedere, temperatura T a plasmei şi densitatea N a purtătorilor de sarcină din plasmă fiind parametrii de bază care apar în definirea diferiţilor parametri ai plasmelor. În funcţie de temperatură (T) şi de densitate (N), plasmele pot fi clasificate sub forma prezentată în **Fig. 2.1**.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

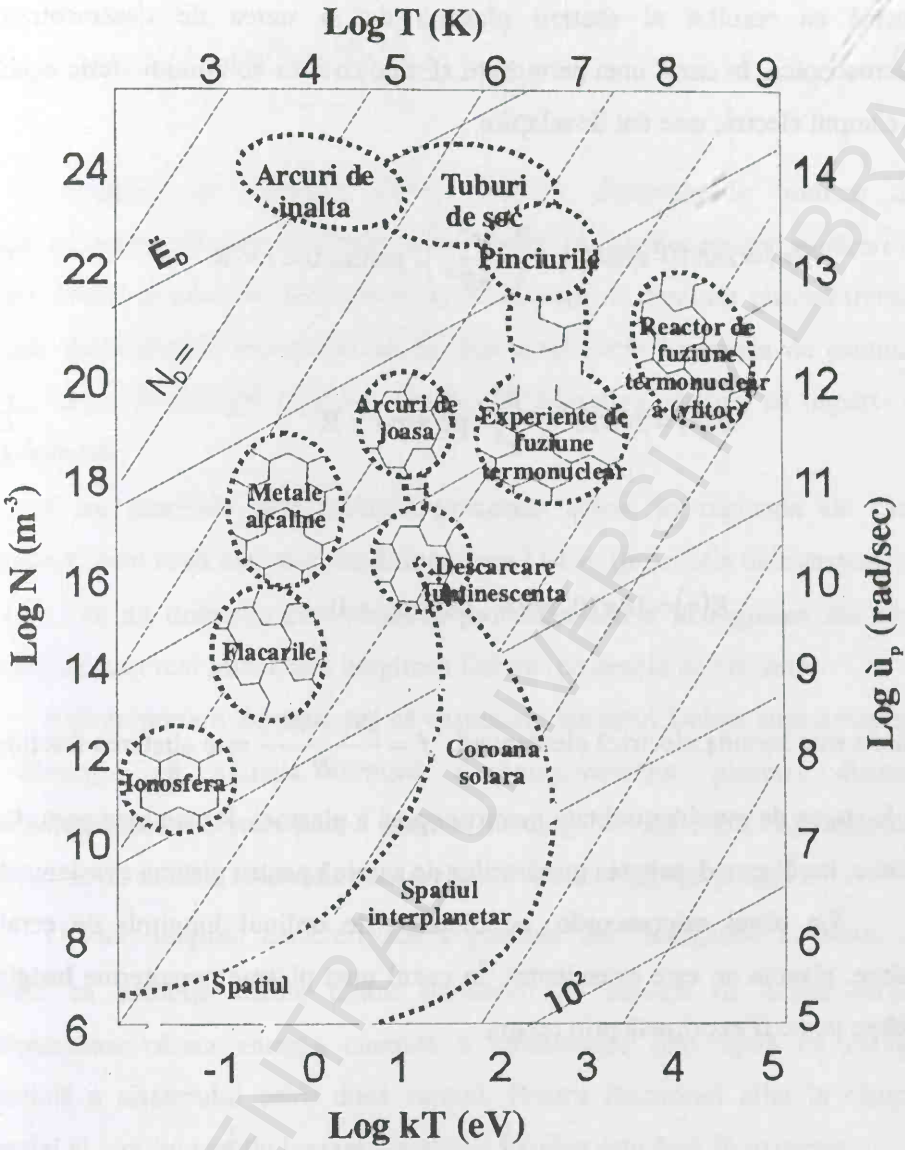


Fig. 2.1 Diferite domenii şi modele ale plasmei în reprezentarea concentraţiei – temperatură, pentru componenta ionică:

λ_D - lungimea de ecranare Debye; N_D - numărul particulelor din sfera Debye.

La nivel macroscopic plasma se manifestă ca un mediu cvasineutru. Acest lucru rezultă şi din valorile mari ale câmpului electric care ia naştere în

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

plasmă ca rezultat al abaterii plasmei de la starea de cvasineutralitate macroscopică. În cazul unei perturbaţii sferice cu raza volumului sferic egală cu R, câmpul electric este dat de relaţiile:

$$E(r) = 18\pi 10^9 efRN\left(1 - \frac{2}{3}\cdot\frac{r^2}{3R^2}\right), \text{ pentru } 0 < r < R \tag{1.a}$$

$$E(r) = 36\pi 10^9 ef\frac{R^3}{r^2}, \text{ pentru } r > R \tag{1.b}$$

$$E(r) = 18\pi 10^9 efRN, \text{ pentru } r = 0 \tag{1.c}$$

unde e este sarcina electrică elementară, $f = \frac{|N_+ - N_-|}{N}$ este abaterea fracţionară de la starea de cvasineutralitate macroscopică a plasmei, R este raza perturbaţiei sferice, iar **N** este densitatea purtătorilor de sarcină pentru plasma cvasineutră.

La nivel microscopic, pe distanţe de ordinul lungimii de ecranare Debye, plasma nu este cvasineutră. În cazul unei plasme neizoterme **lungimea Debye** poate fi exprimată prin relaţia:

$$\lambda_D = \left\{\frac{\varepsilon_0 k}{e^2 N_0\left(\frac{1}{T_+} + \frac{1}{T_-}\right)}\right\}^{\frac{1}{2}} = 69\left\{\frac{1}{N_0\left(\frac{1}{T_-} + \frac{1}{T_+}\right)}\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{2}$$

iar în cazul unei plasme izoterme lungimea Debye este dată de relaţia:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$\lambda_D = 48\left(\frac{T}{N_0}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3}$$

Lungimea de ecranare Debye impune dimensiunile minime ale volumului ocupat de plasmă. Pentru ca un sistem format din neutri, purtători de sarcină, fotoni şi câmpuri electromagnetice să poată fi denumit plasmă trebuie ca toate dimensiunile sistemului să fie mai mari decât lungimea de ecranare Debye. Legat de această lungime, cinetica şi dinamica plasmei se împarte în două domenii:

- un domeniu care studiază procesele active în regiunea ale cărei dimensiuni sunt mult mai mari decât lungimea Debye (procesele de transport);
- un alt domeniu care studiază procesele active în regiunea ale cărei dimensiuni sunt mai mici decât lungimea Debye (procesele de ciocnire).

Este important de remarcat că expresiile lungimii Debye sunt conforme cu afirmaţia că agitaţia termică a componentelor plasmei distruge cvasineutralitatea macroscopică a plasmei în timp ce valori mari ale densităţii purtătorilor de sarcină înseamnă conservarea cvasineutralităţii plasmei.

O altă lungime caracteristică a plasmei este **lungimea Landau** λ_L definită ca distanţa medie dintre purtătorii de sarcină de semn contrar corespunzător căreia energia cinetică a electronilor este egală cu energia potenţială a sistemului celor două sarcini. Pentru electronul aflat în câmpul potenţial al ionului simplu ionizat, lungimea Landau este dată de expresia:

$$\lambda_L = \frac{e^2}{2\pi\varepsilon_0 kT} \tag{4}$$

Numărul de purtători de sarcină N_{λ_D} din sfera Debye (sfera care are raza egală cu λ_D) este dat de relaţia:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$N_{\lambda_D} = \frac{4\pi}{3} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0 k T_-}{e^2 N} \right)^{\frac{3}{2}} N \tag{5}$$

Legătura dintre lungimea Debye λ_D şi lungimea Landau λ_L poate fi obţinută din condiţia de continuitate a distribuţiei sarcinilor electrice din plasmă, care implică:

$$N_{\lambda_D} >> 1 \tag{6}$$

Relaţia (6) mai poate fi scrisă şi sub forma:

$$\lambda_L << \lambda_D^- \tag{7}$$

Un gaz ionizat care satisface ecuaţia de plasmă şi în care dispariţia purtătorilor de sarcină se datorează numai recombinării de volum electron – ion trebuie, conform relaţiilor (6) şi (7), şi raţionamentului de mai sus, să îndeplinească şi condiţia:

$$a << \lambda_L << \lambda_D^-$$

sau

$$N^{\frac{1}{3}} << \frac{e^2}{2\pi\varepsilon_0 kT} << \left(\frac{\varepsilon_0 k T_-}{e^2 N} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{8}$$

unde $a = N^{\frac{1}{2}}$ este distanţa dintre purtătorii de sarcină.

Condiţia de plasmă, obţinută pe baza relaţiei (8), este:

$$N << 10^{11} T^3 \qquad \text{(condiţia de plasmă)} \tag{9}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Tot din relaţia (8) se poate obţine şi condiţia ca purtătorii de sarcină din plasmă să dispară numai ca rezultat al recombinării de volum, care este

$$N >> 10^{15} T^3 \qquad \text{(condiţia de recombinare)} \qquad (10)$$

De remarcat că recombinarea implică valori mici ale temperaturii purtătorilor de sarcină din plasmă.

2. SCOPUL LUCRĂRII

Cunoscând temperatura **T** a plasmei şi densitatea **N** a purtătorilor de sarcină din plasmă pentru diferite tipuri de plasme (vezi **Fig. 2.1**), această lucrare permite o analiză parametrică a diferitelor plasme în raport cu:

1) Condiţia de cvasineutralitate macroscopică;
2) Condiţia de dimensiune;
3) Gradul de îndeplinire a condiţiei de plasmă de către diferitele gaze ionizate;
4) Rolul jucat de fenomenul de recombinare de volum în dispariţia purtătorilor de sarcină din plasmă;
5) Numărul de purtători de sarcină din sfera Debye.

3. MODUL DE LUCRU

Folosind rezultatele obţinute mai sus se va face o analiză parametrică a tuturor tipurilor de plasme prezentate în **Fig. 2.1** în cadrul dependenţei N – T. Desfăşurarea calculelor este de recomandat să fie făcută astfel:

1) Pentru fiecare tip de plasmă se stabilesc valorile maximă şi minimă ale densităţii N a purtătorilor de sarcină şi se calculează câmpul electric E,

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

folosind relaţiile (1.a – 1.c), pentru diferite valori are razei R a perturbaţiei sferice şi pentru diferite valori ale fracţiunii f a abaterii de la starea de cvasineutralitate;

2) Dimensiunile minime ale volumului ocupat de diferite tipuri de plasme, prezentate în **Fig. 2.1** vor fi calculate cu ajutorul relaţiilor (2) şi (3) în funcţie de tipul de plasmă analizat;

3) Gradul de îndeplinire a condiţiei de plasmă de către diferitele tipuri de plasme, arătate în Figura 1 va fi determinat folosind relaţia (9);

4) Rolul jucat de fenomenul de recombinare de volum în dispariţia purtătorilor de sarcină din plasmă este stabilit cu ajutorul relaţiei (10);

5) Reprezentarea grafică a funcţiilor $\ln N\lambda_D = f(T)_{N=const.}$ şi $\ln N_{\lambda_D} = f(N)_{T=const.}$ pentru diferitele tipuri de plasme din **Fig. 2.1** va fi făcută ţinând seama de relaţia (5).

4. BIBLIOGRAFIE

1. C. CIOBOTARU, V. COVLEA, C. BILOIU, "Gaze ionizate. Lucrări de laborator", Universitatea Bucureşti, 1992
2. I. I. POPESCU, I. I. IOVA, „Fizica plasmei şi aplicaţii", Ed. Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1981

5. OBSERVAŢII

Rezultatele analizei parametrice a diferitelor tipuri de plasme, de exemplu categoria arcurilor de joasă presiune şi domeniul descărcările luminescente, vor fi comentate comparativ de către student, stabilindu-se asemănări şi deosebiri dintre diferitele tipuri de plasme.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 3

DETERMINAREA VITEZEI DE POMPARE A UNEI POMPE DE VID

1. NOŢIUNI TEORETICE

După cum se ştie, aerul atmosferic este compus dintr-un amestec de numeroase gaze, în special azot (75%) şi oxigen (23%), incluzând în procente mai mici şi hidrogen, bioxid de carbon, gaze nobile. Studiul fenomenelor care stau la baza proceselor elementare în fizica plasmei se face, în cele mai multe cazuri, în vid, adică la o presiune mai mică decât presiunea atmosferică (760 Torr). Realizarea unei presiuni mai mici decât presiunea atmosferică este posibilă cu ajutorul pompelor de vid.

Parametrii principali care definesc caracteristicile unei pompe de vid sunt:

- Presiunea iniţială de la care poate funcţiona pompa;
- Presiunea limită pe care o poate genera;
- Presiunea maximă admisă în spaţiul de evacuare a pompei;
- Viteza de pompare.

În cadrul acestei lucrări de laborator se vor studia două tipuri de pompe şi anume pompa mecanică rotativă cu ulei şi pompa de difuzie cu ulei.

Presiunea iniţială de la care poate lucra pompa mecanică este presiunea atmosferică, fiind una dintre cele mai utilizate pompe (pompa de vid preliminar), iar presiunea limită atinge o valoare maximă de 10^{-4} mbar.

Deoarece în Lucrarea de laborator **„Obţinerea şi măsurarea vidului"** anterioară a fost deja prezentat principiul de bază de funcţionare al pompei

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

mecanice rotative cu ulei, acum în această lucrare se va reda în detaliu pe etape modul în care este evacuat aerul dintr-o incintă, **(Fig. 3.1)** presupunând că rotorul se va roti în direcţie orară.

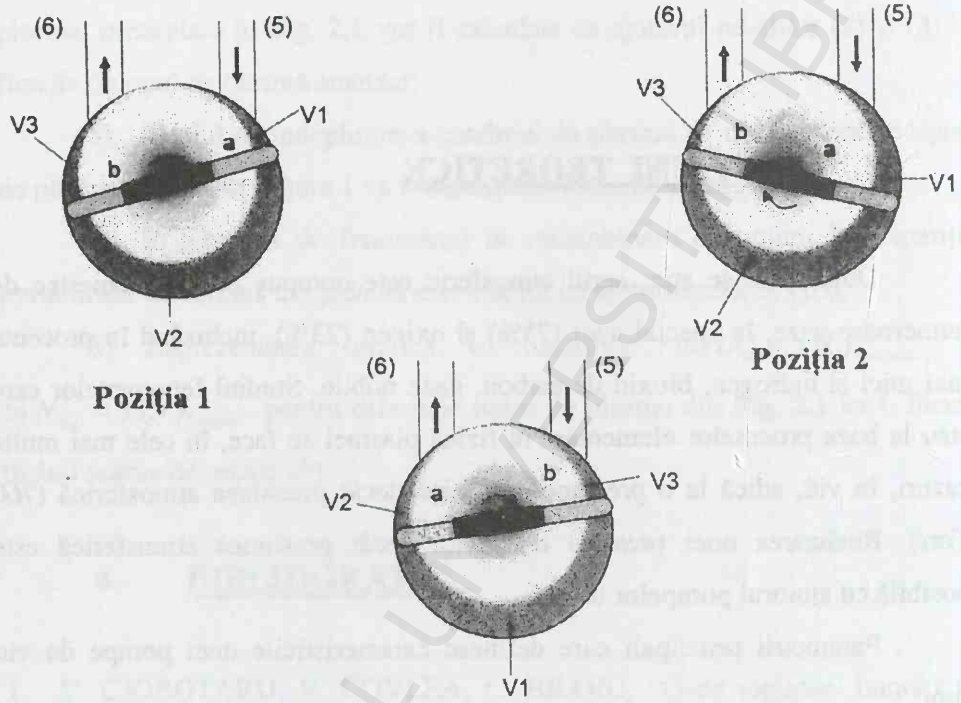


Fig. 3.1. Reprezentarea schematică a poziţiilor succesive din timpul funcţionării a unei pompe mecanice rotative

La **poziţia 1** se consideră poziţia paletei (a) imediat ce a trecut de orificiul (5). Practic, spaţiul poate fi delimitat în trei volume:

V_1 - dintre punctul de contact (3) şi paleta (a);

V_2 - dintre paleta (a) şi paleta (b) opusă punctului (3);

V_3 - dintre paleta (b) şi punctul de contact (3).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Să considerăm acum că după un timp rotorul ajunge în **poziția 2** unde paleta (b) este chiar înainte de orificiul (6). Putem observa că trecând din poziția 1 în poziția 2 au avut loc următoarele modificări:

- Volumul V_1 a crescut şi datorită procesului de depresurizare din orificiul (5) aerul a ajuns în volumul V_1
- Volumul V_2 a rămas neschimbat
- Volumul V_3 s-a eliminat cu o creştere corespunzătoare a presiunii când presiunea aceasta depăşeşte arcul (7), aerul comprimat a fost evacuat prin orficiul (6).

Să considerăm **poziția 3** în care paleta (b) a trecut de orificiul 5. S-au produs următoarele schimbări:

- Volumul V_1 a fost umplut cu aer la presiune din (5) şi a fost blocat între pereții (a) şi (b);
- Volumul V_2 a fost evacuat prin orificiul (6);
- Un nou volum de aer este preluat prin (5).

Toate sistemele (stator şi rotor) se află într-un ulei special de vid la un nivel la care sunt complet acoperite. Numai tubul de intrare este în afara nivelului de ulei. În timpul pompării, în orificiul cilindric nu se află ulei decât într-un strat foarte subțire care asigură lubrifierea părților mobile. Această pompă poate opera de la presiunea atmosferică, iar presiunea finală va fi 10^{-4} mbar.

Viteza geometrică de pompare reprezintă volumul (sau masa) de gaz evacuat de o pompă în unitatea de timp şi se exprimă, pentru pompele de vid preliminar, simplu prin relația:

$$S_g = \frac{V \cdot n}{60} \left(m^3 / s\right) \qquad (1)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

în care V este volumul util, iar n este turația rotorului pompei.

Relația (1) arată că viteza geometrică de pompare este o constantă care depinde numai de caracteristicile constructive ale ei. În realitate viteza de evacuare a gazului depinde atât de presiune cât şi de temperatura lui.

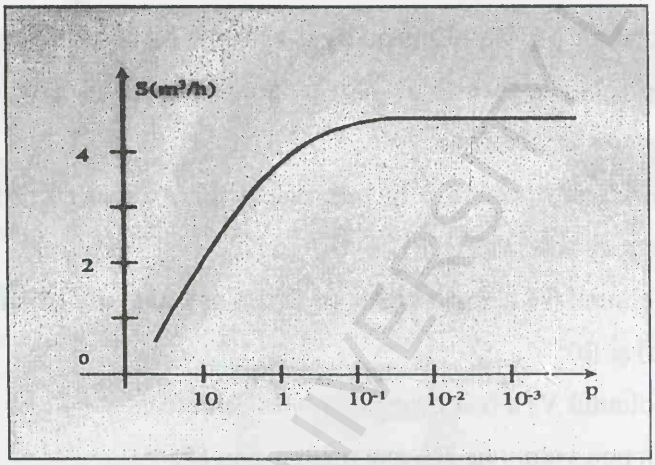


Fig. 3.2. Curba tipică a vitezei de pompare funcție de presiunea gazului în cazul pompei mecanice rotative

În **Fig. 3.2** este arătată o curbă tipică a vitezei de pompare funcție de presiunea gazului pentru o pompă rotativă. Viteza reală de pompare **S** se determină pentru fiecare pompă în parte din curba de variație a presiunii la gura pompei în funcție de timp.

Fie o incintă de volum V_0 în care se află la un moment dat un gaz la presiunea p. Pus în contact cu camera pompei, gazul suferă o transformare izotermă în care volumul creşte de la $V_0 + dV$, iar presiunea scade la valoarea $p - dp$, unde dV este volumul pompei ($dV = V << V_0$), aşadar:

$$pV_0 = (p - dp)(V_0 + dV) \qquad (2)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Deoarece volumul pompei este mult mai mic decât volumul incintei, atunci şi dp este o variaţie mică şi putem considera numai o transformare izotermă infinitezimală în care dp·dV este un infinit mic de ordinul II care se poate neglija.

În acest caz ecuaţia (2) se poate scrie sub forma:

$$pdV = V_0 dp \tag{3}$$

sau

$$\frac{dV}{dt}dt = V_0 \frac{dp}{p} \tag{4}$$

Viteza de pompare reprezintă volumul de gaz evacuat de pompă în unitatea de timp, adică:

$$S = -\frac{dV}{dt} \tag{5}$$

astfel încât ecuaţia (4) devine:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{S}{V_0}dt \tag{6}$$

În cazul în care viteza de pompare este constantă (ipoteză de lucru) atunci soluţia ecuaţiei (6) se integrează direct şi se obţine legea de variaţie a presiunii gazului în incintă când funcţionează pompa.

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{S}{V_0}t\right) \tag{7}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde p_0 este presiunea iniţială, adică în momentul punerii în funcţiune a pompei, iar p este presiunea la un moment dat în incinta de vidat. S nu este constant decât într-un domeniu limitat de presiune şi pentru acest domeniu valoarea lui S se apropie de valoarea vitezei gometrice de pompare.

Ecuaţia (6) este variabilă şi pentru pompe de difuzie în care S va fi viteza de pompare a pompei de difuzie. În partea practică a lucrării se arată modul cum se măsoară viteza de pompare S a unei pompe rotative cu ulei şi respectiv a unei pompe de difuzie.

Reprezentând grafic ecuaţia (6) într-o scară semilogaritmică se obţine o dependenţă de forma:

$$\ln p = \ln p_0 - \frac{S}{V} t \tag{8}$$

Panta S/V_0 din porţiunea liniară a dependenţei *ln p* funcţie de *t* permite calcularea vitezei de pompare S dacă se cunoaşte volumul $\mathbf{V_0}$ al incintei.

4. SCOPUL LUCRĂRII

În cadrul acestei lucrări de laborator se va determina viteza de pompare a unei pompe mecanice rotative cu ulei, exersând totodată şi cunoştinţele despre măsurarea presiunii cu ajutorul jojei Pirani obţinute în cadrul lucrării de laborator **„Obţinerea şi măsurarea vidului”**, instalaţia experimentală fiind prevazută cu un sistem complex de vidare (cuplaj pompă mecanică – pompă difuzie).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

5. INSTALAȚIA EXPERIMENTALĂ

Instalația experimentală la care se va efectua această lucrare este prezentată în **Fig. 3.3** unde elementele componente sunt următoarele:

R_1, R_2 – robinete care permit accesul la instalația experimentală;

T – tub de descărcare;

R_3 – robinet care permite legătura dintre pompa mecanică și pompa de difuzie;

r_{Ne}, r_{Ar}, r_H, $r_{Ne\ bis}$, $r_{A\ bis}$, $r_{H\ bis}$ – robinete care permit accesul de la buteliile de alimentare cu gaz.

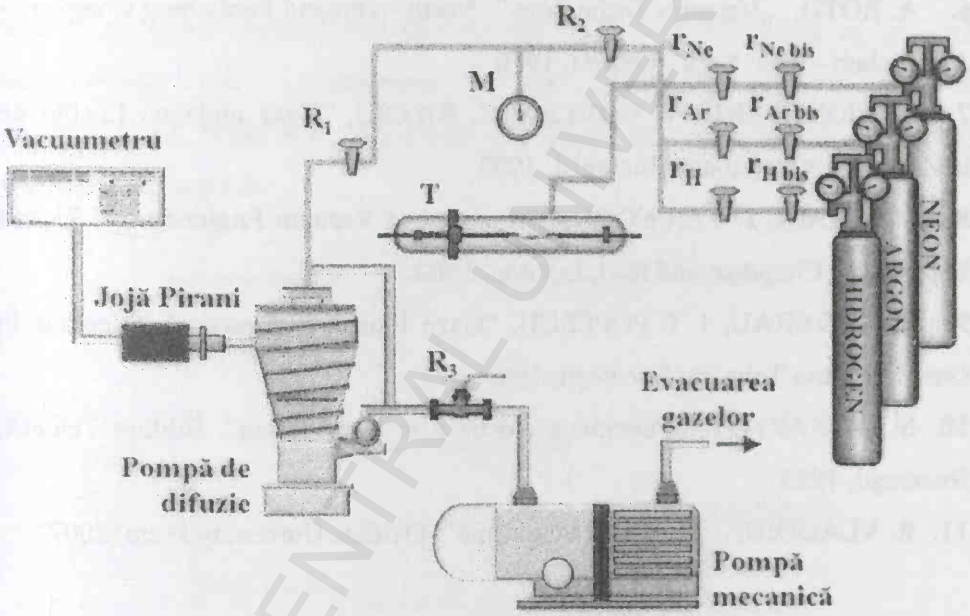


Fig. 3.3. Schema instalației experimentale

6. MODUL DE LUCRU

Viteza de pompare se poate determina experimental astfel:

1. Se conectează la priză vacuumetrul, verificând dacă este pornit canalul corespunzator jojei Pirani aferent al pompei de vid preliminar

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2. Se pune în funcţiune pompa de vid preliminar

3. Se măsoară presiunile p de la diferite momente t în timpul depresurizării incintei de volum cunoscut $V_0 = 2l$

4. Se reprezintă grafic $\ln p = f(t)$

5. Din panta porţiunii liniare a graficului de mai sus se calculează viteza de pompare S

6. Se cuplează pompa mecanică şi vacuumetrul.

5. BIBLIOGRAFIE

6. A. ROTH, „Vacuum Technology", North - Holland Publishing Company - Amsterdam - New York - Oxford, 1976

7. C. CIOBOTARU, V. COVLEA, C. BILOIU, "Gaze ionizate. Lucrări de laborator", Universitatea Bucureşti, 1992

8. M. PIRANI, J. YARWOOD, „Principles of Vacuum Engineering", Second Impression, Chapman and Hall, London, 1963

9. E. BADARAU, I. I. POPESCU, "Gaze Ionizate - Descărcări electrice în Gaze", Editura Tehnică, Bucureşti, 1965

10. N. A. KAPŢOV, „Fenomene electrice în gaze şi vid", Editura Tehnică, Bucureşti, 1955

11. R. VLĂDOIU, „Tehnologii cu plasmă", Ovidius University Press, 2007

6. OBSERVAŢII

Volumul părţilor experimentale asupra căruia se realizează studiul a fost calculat pentru fiecare porţiune în parte.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 4
STUDIUL DESCĂRCĂRII LUMINESCENTE LA PRESIUNE REDUSĂ

1. NOȚIUNI INTRODUCTIVE

Descărcarea luminescentă reprezintă una dintre cele mai vechi şi mai studiate tipuri de descărcări electrice, termenul de "glow discharge" fiindu-i atribuit de către Michael Faraday în anii 1830 – 1835. Dacă se trasează caracteristica volt – amperică a unei descărcări într-un gaz la presiune joasă (**Fig. 4.1**), porțiunea din grafic corespunzătoare descărcării luminescente este EH.

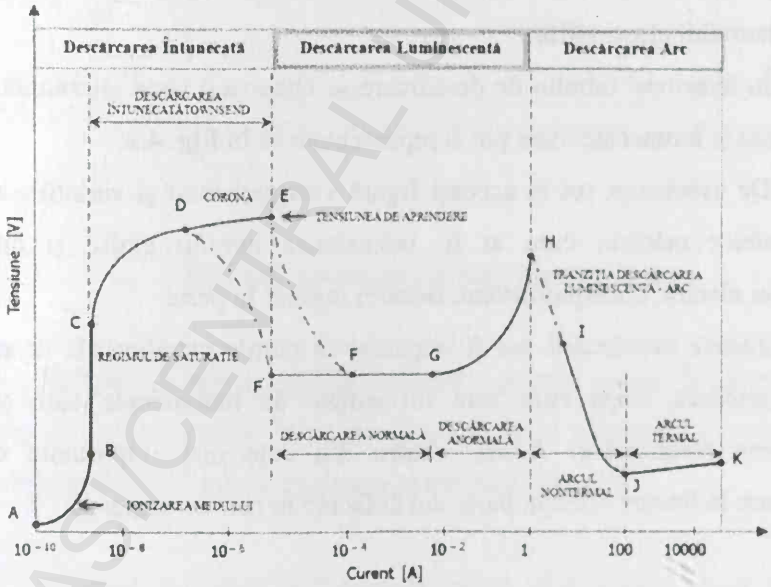


Fig. 4.1. Caracteristica volt – amperică tipică pentru o descărcare electrică în gaze la presiune constantă

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În acest grafic, au fost marcate punctele de inflexiune astfel:

AB – Regimul de ionizare al mediului

BC – Regimul de saturaţie

CE – Regimul Townsend

DE – Descărcarea Corona

EG – Descărcarea normală

GH – Descărcarea anormală

HI – Tranziţia descărcare - arc

IJ – Arcul nontermal

JK – Arcul termal

Figura de mai jos reprezintă caracteristica volt – amperică tipică pentru o descărcare electrică în gaze la presiune constantă. Principalele caracteristici ale descărcării, cum ar fi tensiunea de aprindere, caracteristica curent-tensiune şi structura descărcării depind de geometria electrozilor, gazul utilizat, de presiune şi de materialul electrozilor.

În interiorul tubului de descărcare se observă o serie alternantă de spaţii luminoase şi întunecate, care pot fi reprezentate ca în **Fig. 4.2**.

De asemenea, tot în aceeaşi figură s-au prezentat şi variaţiile axiale ale principalelor mărimi, cum ar fi: intensitatea luminii emise şi intensitatea câmpului electric corespunzătoare fiecărei regiuni în parte.

Zonele descărcării pot fi împărţite în părţile catodice ale descărcării şi părţile anodice, după cum sunt influenţate de fenomenele care au loc în apropierea electrozilor. Astfel, câteva din cele mai importante observaţii referitoare la fiecare zonă în parte vor fi făcute în cele ce urmează:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

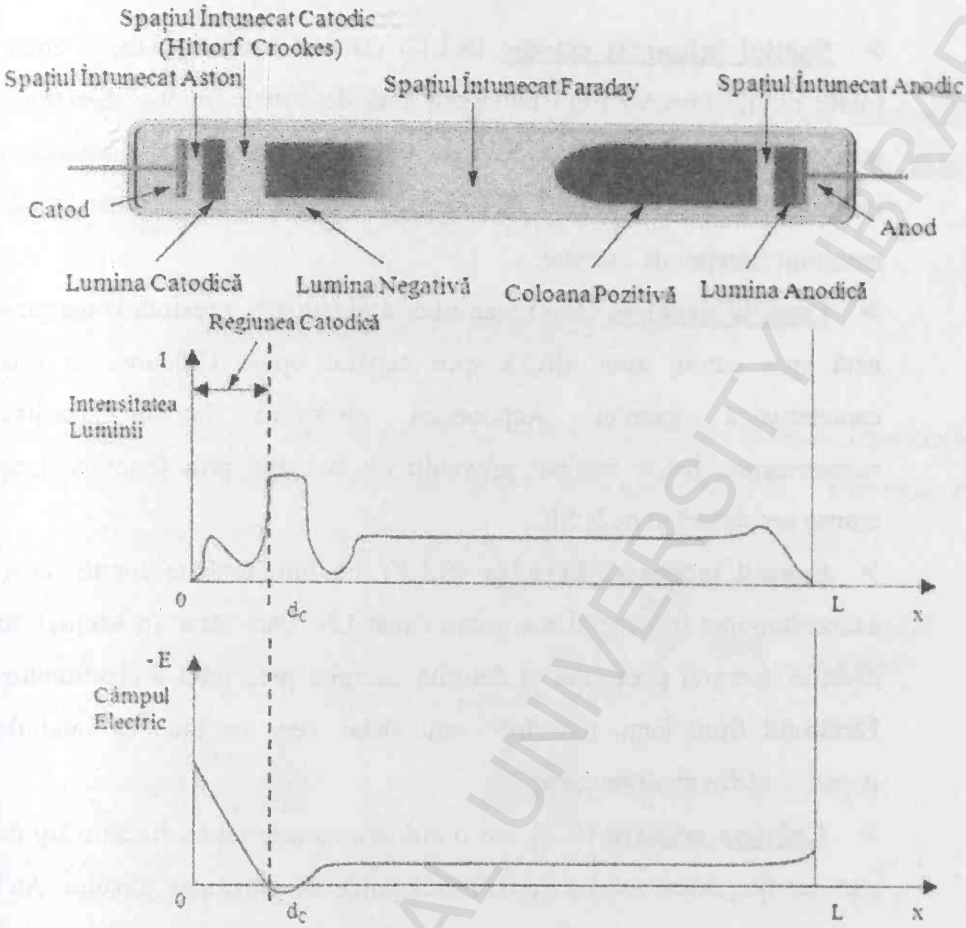


Fig. 4.2. Zonele descărcării luminescente

➢ <u>**Spațiul întunecos Aston**</u> **(S.Î.Ast)**, primul spațiu de lângă catod, este un spațiu subțire, total întunecat în care electronii nu au energii suficient de mari pentru excitarea și ionizarea gazului.

➢ <u>**Lumina catodică**</u> **(L.C)** apare ca un strat subțire, ușor luminos, difuz spre anod în care se găsesc electronii accelerați de câmpul electric în S Î Ast și unde ating maximul funcțiilor de excitare ale nivelelor de energie.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

➢ **Spaţiul întunecat catodic** (S.Î.C) (Hittorf sau Crookes) – emite foarte puţină lumină, fiind întunecos faţă de zonele vecine. Electronii acceleraţi de câmpul electric devin acum prea rapizi pentru a produce o excitare însemnată a gazului deoarece au energia mult mai mare decât maximul funcţiei de excitare.

➢ **Lumina negativă** (L.N), cea mai strălucitoare, prezintă o margine netă spre catod, apoi difuză spre capătul opus. Culoarea sa este caracteristică gazului. Acţionează electronii într-un fascicul monoenergic, foarte ionizat, proveniţi de la catod prin fenomenul de emisie secundară şi de la SÎC.

➢ **Spaţiul întunecat Faraday** (S.Î.F) are luminozitate foarte slabă, având lungime în general mai mare decât LN. Este sărac în excitări nu datorită energiei prea mari ci datorită energiei prea mici a electronilor. Electronii fiind lenţi, ionizările sunt slabe, ceea ce face ca sarcinile negative să fie predominante.

➢ **Coloana pozitivă** (C.P) are o culoare caracteristică fiecărui tip de gaz, iar lungimea coloanei pozitive depinde de presiunea gazului. Aici electronii acceleraţi în SÎF ating energia suficientă pentru excitare şi ionizare.

➢ **Spaţiul întunecat anodic** (S.Î.A) este o regiune întunecată de grosime relativ mică dar care la o presiune mai mică de 10^{-5} torr devine apreciabil. Respingerea ionilor pozitivi de anod şi atracţia electronilor duce la apariţia unor sarcini spaţiale negative, care nu este compensată de o eventuală sarcină pozitivă, deoarece anodul nu emite ioni pozitivi.

➢ **Lumina anodică** (L.A) apare ca un strat subţire lipit de anod a cărui lungime creşte cu scăderea presiunii şi care se datorează excitării gazelor adsorbite şi absorbite la suprafaţa anodului de electronii acceleraţi în SÎA.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2. SCOPUL LUCRĂRII

Scopul acestei lucrări este de a studia apariţia zonelor descărcării luminescente, modul în care sunt influenţaţi de parametrii geometrici axiali precum şi factorii de menţinere sau de dispariţie.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental este redat în **Fig. 4.3**, în care notaţiile reprezintă: K – catod, A- anod, V- voltmetru, mA – miliampermetru, R – rezistenţa în circuit, iar E este sursa de înaltă tensiune, variabilă în curent continuu.

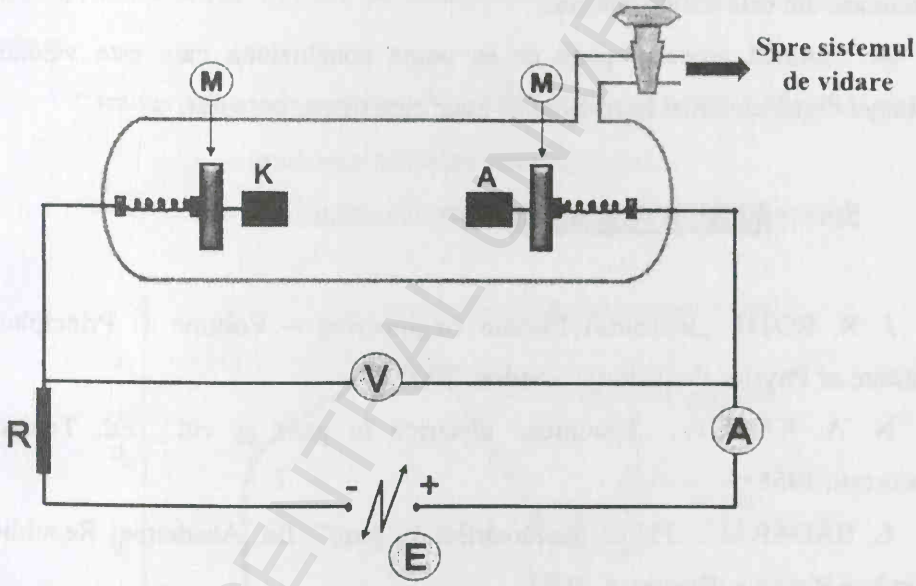


Fig. 4.3. Schema montajului experimental

Tubul de descărcare este conectat la instalaţia de vid preliminar necesar pentru a realiza valorile corespunzătoare unei presiuni scăazute în tubul experimental. Electrozii sunt prevăzuţi cu un sistem de deplasare cu ajutorul magneţilor, prin care se poate varia în plan axial distanţa dintre ei.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4. MODUL DE LUCRU

1. Se realizează montajul experimental din **Fig. 4.3.**

2. Se conectează instalaţia de vid, până ce se obţine presiunea de aproximativ 10^{-2} mbar.

3. Se procedează la umplerea gazului în tubul experimental, notându-se presiunea corespunzătoare de pe manometrul cu ulei.

4. Se variază tensiunea de la sursă până ce se obţine descărcarea luminescentă în tub.

5. Se notează distanţa dintre electrozi.

6. Se variază distanţa dintre electrozi până ce se constată dispariţia unei zone luminoase din cele tratate anterior.

7. Se continuă procesul până ce se poate concluziona care este valoarea distanţei dintre electrozi la care există zone care dispar complet.

5. BIBLIOGRAFIE

1. J. R. ROTH, „Industrial Plasma Engineering – Volume 1: Principles", Institute of Physics Publishing, London, 2000

2. N. A. KAPŢOV, „Fenomene electrice în gaze şi vid", Ed. Tehnică, Bucureşti, 1955

3. E. BĂDĂRĂU, „Fizica descărcărilor în gaze", Ed. Academiei Republicii Populare Române, Bucureşti, 1957

4. GH. POPA, L. SIRGHI, „Bazele fizicii plasmei" , Ed. Univ. Al. I. Cuza, Iasi, 2000

5. E. BADARAU, I. I. POPESCU, "Gaze Ionizate - Descărcări electrice în Gaze", Editura Tehnică, Bucureşti, 1965

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 5

LEGEA LUI PASCHEN
DETERMINAREA TENSIUNII DE STRĂPUNGERE

1. NOȚIUNI INTRODUCTIVE

Datorită ionizării naturale, aerul atmosferic nu este un bun izolator, prezentând o conductibilitate electrică de ordinul $10^{-16}\Omega^{-1}m^{-1}$. Astfel, între doi electrozi aflați în aer va trece un curent electric pentru orice tensiune aplicată între ei.

Caracteristica volt-amperică $V = f(I)$ este prezentată în **Fig. 5.1**, unde:

V – tensiunea măsurată între electrozi,

I – intensitatea curentului măsurată de un ampermetru.

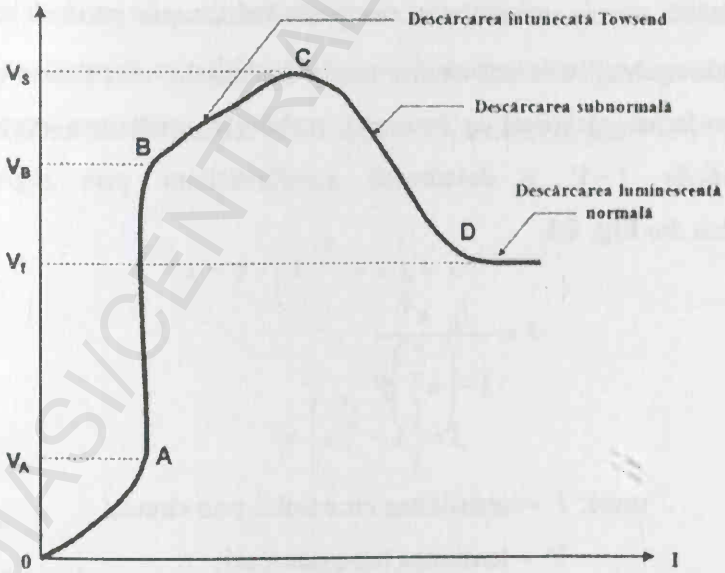


Fig. 5.1. Caracteristica volt-amperică $V = f(I)$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă agentul de ionizare extern acționează numai în spațiul anod – catod (nu și pe suprafața catodului), porțiunea OA este practic liniară. Din punctul A, intensitatea curentului rămâne constantă (intensitate de saturație $I = I_{sat}$) pentru orice valoare a tensiunii de la V_A la V_B. Crescând în continuare valoarea tensiunii aplicate de la V_B la V_S apare descărcarea semiîntreținută Towsend (regiunea BC a descărcării). Valoarea tensiunii V_S este **tensiunea de străpungere** sau **tensiunea de aprindere** a descărcării, la care se realizează apariția descărcării luminescente.

După atingerea acestei tensiuni, intensitatea crește brusc fiind însoțită de o cădere la fel de bruscă a tensiunii la borne. Spațiul dintre electrozi devine luminos, descărcarea trece de la regimul descărcărilor întunecoase la regimul descărcărilor luminescente.

Dacă electrozii se află în aer la presiunea atmosferică, tensiunile de străpungere V_S sunt de ordinul $10^4 V$. Dacă electrozii se află într-un tub în care aerul sau alt gaz se află la presiuni subatmosferice, tensiunile necesare aprinderii descărcării pot fi mult mai mici.

Notând cu I_0 intensitatea curentului electronic produs la suprafața catodului de agentul ionizator extern, teoria avalanșelor electronice și ionice în câmpuri uniforme, elaborată de Towsend, stabilește următoarea expresie pentru ***carcateristicile*** $I-V$ a descărcării semiîntreținute prin regiunea BC a descărcării din **Fig. 5.1**.

$$I = \frac{I_0 \cdot e^{\frac{V}{\eta}}}{1 - \left(e^{\frac{V}{\eta}}\right)\gamma} \qquad (1)$$

unde: I – intensitatea curentului prin circuit;

V – tensiunea între electrozi;

γ – randamentul emisiei electronice din catod.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Notând cu η- tensiunea de accelerare necesară în medie unui electron pentru o ionizare (tensiunea pe un drum liber mediu de ionizare), raportul $\frac{V}{\eta}$ reprezintă numărul total de ionizări produse de un electron de la catod până la anod. Acest număr poate fi exprimat prin produsul $\alpha \cdot d$ unde α este numărul mediu de ionizări produse de un electron pe unitatea de lungime (primul coeficient Towsend), d este distanţa dintre electrozii plani paraleli.

Înlocuind aşadar $\frac{V}{\eta} = \alpha \cdot d$ în relaţia (1) se obţine mai departe:

$$I = \frac{I_0 \cdot e^{\alpha \cdot d}}{1 - \left(e^{\alpha \cdot d} - 1\right) \cdot \gamma} \tag{2}$$

Înlăturând agentul exterior de ionizare $(I_0 = 0)$ relaţia arată că descărcarea se stinge $(I = 0)$ pentru orice valoare a tensiunii V dintre electrozi. Experienţa evidenţiează însă faptul că la o anumită valoare a tensiunii V_S descărcarea devine independentă de agentul de ionizare extern. Cu alte cuvinte intensitatea curentului este diferită de zero chiar dacă $I = I_0$. Acest fapt impune condiţia ca şi numitorul fracţiei din relaţia (1) în care vom lua $V = V_S$ să fie egal cu zero.

$$1 - \gamma \cdot \left(e^{\frac{V_S}{\eta}} - 1 \right) = 0 \tag{3}$$

$$\gamma \cdot \left(e^{\frac{V_S}{\eta}} - 1 \right) = 1 \tag{4}$$

Din această relaţie se poate exprima V_S astfel:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$V_s = \eta \cdot \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \tag{5}$$

Coeficienţii η şi γ nu sunt mărimi constante pentru un gaz dat; aceştia variază în funcţie de câmpul electric şi de presiunea gazului. Notând aceste funcţii cu: $\eta = f\left(\frac{E_s}{p}\right)$ şi $\gamma = \frac{E_s}{p}$ unde E_s - intensitatea câmpului de străpungere, p_0 - presiunea redusă la zero grade Celsius şi folosind $E_s = \frac{V_s}{d_s}$ unde d_s - distanţa de străpungere, relaţia (5) se va scrie sub forma:

$$V_s = f \cdot \left[\frac{V_s}{p \cdot d_s}\right] \cdot \ln\left[1 + \frac{1}{\frac{V_s}{p \cdot d_s}}\right] \tag{6}$$

Prin urmare, relaţia aparent simplă (5) pentru tensiune reprezintă de fapt o funcţie implicită $(V_s, p \cdot d_s)$ aşa cum se vede în relaţia (6). Aceasta reprezintă **legea lui Paschen** (1889) pentru străpungerea electrică în gaze. Ea arată că pentru combinaţia gaz - electrozi tensiunea de străpungere nu se modifică dacă produsul $p \cdot d_s$ ramâne constant indiferent de valorile individuale ale presiunii (p) şi distanţei dintre electrozi (d_s).

Diagramele $V_s = V_s(p \cdot d_s)$ poartă numele de **curbe Paschen**, care reprezintă un minim în condiţiile unor câmpuri uniforme.

2. SCOPUL LUCRĂRII

În lucrarea de faţă se studiază legea lui Paschen pentru anumite tipuri de gaze, determinându-se tensiunea minimă de străpungere pentru o combinaţie dată de electrozi - gaz.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental cuprinde:

S – sursa de înaltă tensiune continuă rezistentă care trebuie să furnizeze cel puţin 2500-3000 V şi să suporte curenţi de ordinul zecilor de miliampermetri (curenţi de descărcare) la tensiuni în sarcină de 500-1000 V;

R – rezistenţa de sarcină de ordinul 10^4 ce limitează creşterea acestor curenţi, asigurând protecţia sursei S;

V – voltmetrul destinat măsurării unei tensiuni de până la 600 V. Deoarece însă tensiunea aplicată pentru aprinderea descărcării atinge valoarea de peste 1000 V, este introdusă o rezistenţă ŞUNT astfel încât tensiunea citită va reprezenta 1/3 din valoarea reală aplicată.

În tubul de descărcare, unul dintre electrozi (anodul A) se poate deplasa cu ajutorul unui magnet extern (M) care acţionează asupra piesei de fier aflată la capătul tijei anodului. (**Fig. 5.2**) Electronii plani au marginile rotunjite astfel încât pentru toate distanţele de lucru (d), spaţiul delimitat de porţiunea plan paralelă să fie practic un spaţiu de câmp electric uniform. Cu alte cuvinte, neuniformitatea câmpului datorată efectelor de margine nu va afecta prea mult zona cu geometrie plan paralelă.

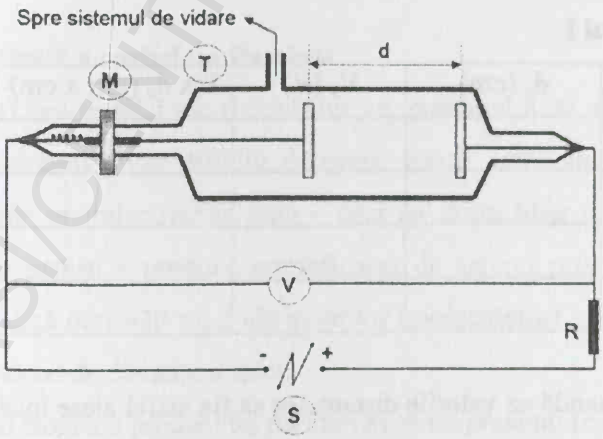


Fig. 5.2. Schema electrică a montajului experimental

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4. MODUL DE LUCRU

Verificarea Legii lui Paschen implică următoarele etape de lucru:

1. Se porneşte pompa de vid pentru vidarea instalaţiei;
2. Se conectează sursa de înaltă tensiune, rezistenţa de ŞUNT şi voltmetrul, sursa de tensiune fiind oprită;
3. Se introduce în instalaţie gazul de lucru, până se ajunge la o presiune de 10^{-1} Torr, presiune ce va fi menţinută constantă pe tot parcursul desfăşurării lucrării;
4. Se poziţionează electrodul mobil la o distanţă d maximă de electrodul fix, urmând ca următoarele măsurători să fie făcute prin micşorarea acestei distanţe;
5. Se pune în funcţiune sursa de înaltă tensiune şi se măreşte lent tensiunea aplicată la electrozi (începând de la câteva zeci de volţi), urmărindu-se continuu indicaţia voltmetrului. Aprinderea descărcării la tensiunea V_S este urmată de o scădere bruscă a acestei tensiuni, care se stabilizează la o valoare V_A, numită tensiune de ardere. Se notează tensiunea V_S ;
6. Se opreşte sursa de înaltă tensiune;
7. Se micşorează distanţa dintre electrozi (cu un pas de aproximativ 1 cm);
8. Se repeta paşii 5 - 7 până se ajunge la o distanţă între electrozi de aproximativ 2 cm, notându-se rezultatele în tabelul următor:

Tabelul I:

Nr. Crt.	d_s (cm)	V_s (V)	P x d_s (torr x cm)

9. Se recomandă ca valorile distanţelor să fie astfel alese încât produsul p x d_s să se situeze între 0,1 Torr x cm şi 3-4 Torr x cm ;

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

10. După terminarea măsurătorilor, se opreşte sursa de înaltă tensiune şi se deconectează de la reţea şi de la instalaţie, se opreşte pompa de vid şi se introduce aer înapoi în instalaţia de vid;

11. Folosind valorile determinate experimental, se trasează graficul $V_s=f(pd_s)$, produsele p x d_s fiind poziţionate pe abscisă;

12. Din această curbă se va determina valoarea minimă $(V_s)_{minim}$ a potenţialului de aprindere a gazului studiat, precum şi valoarea produsului p x d corespunzătoare acestui minim.

5. BIBLIOGRAFIE

1. I. I. POPESCU, D. CIOBOTARU, „Bazele fizicii plasmei", Ed. Tehnică, Bucureşti, 1987
2. J. R. ROTH, „Industrial Plasma Engineering – Volume 1: Principles", Institute of Physics Publishing, London, 2000
3. E. BĂDĂRĂU, „Fizica descărcărilor în gaze", Ed. Academiei Republicii Populare Române, Bucureşti, 1957

6. OBSERVAŢII

Interpretarea fizică a curbei lui Paschen

La valori foarte mici ale produsului *pd*, potenţialul de aprindere creşte, aprinderea descărcării fiind dificilă deoarece valori mici ale produsului *pd* înseamnă distanţe interelectrodice mici – deci un drum liber mediu prea scurt pentru electroni pentru a produce amplificarea de sarcini prin ionizare – sau presiuni mici, adică densităţi mici ale atomilor (moleculelor) gazului – cu efect similar cu cel cauzat de distanţe *d* mici.

La valori mari ale produsului *pd* vom avea fie presiuni foarte mari, caz în care datorită frecvenţei de ciocnire foarte mari ale electronilor cu particule

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

neutre (atomi sau molecule) pierderile de energie cinetică devin imposibile, fie distanţe interelectrodice mari, caz în care sarcinile se pierd prin difuzie radială din spaţiul interelectrodic.

Din motivele mai sus menţionate, curba Paschen prezintă un minim al potenţialului de aprindere pentru un produs *pd* cunoscut pentru fiecare tip de gaz (amestec de gaze) şi tip de electrozi (materialul electrozilor).

În aplicaţiile industriale, în special în realizarea de surse de lumină bazate pe descărcarea electrică sau la realizarea de dispozitive ionice – de exemplu panouri plate cu plasmă pentru TV – se ţine cont de curba Paschen în construcţia tuburilor sus menţionate. Acest fapt asigură atât folosirea unor tensiuni mai mici de alimentare cât şi reducerea consumului de energie electrică.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 6

DETERMINAREA PRIMULUI COEFICIENT DE IONIZARE LA GAZE (α)

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Primul coeficient Towsend (α) este un coeficient mediu de ionizare a gazelor prin ciocniri electronice şi se defineşte ca fiind numărul mediu de ionizări simple produse de un electron pe unitatea de lungime în drumul sau prin gaz de la catod spre anod.

$$\alpha = \frac{dn}{n} dx \tag{1}$$

unde: n – concentraţia electronilor din fasciculul electronic;

dn – numărul de ionizări (perechi electron-ion) produse de cei n electroni pe distanţa dx în gazul dat.

Dependenţa observată în caracteristica volt-amperică din **Fig. 6. 1** se explică astfel: datorită razelor cosmice, radiaţiile nucleare foarte slabe ale unor izotopi sau datorită scoaterii din catod a unor electroni la incidenţa luminii (efect fotoelectric), în spaţiul dintre electrozi există o generare permanentă de sarcini în unitatea de timp, sarcini care difuzează spre pereţi.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

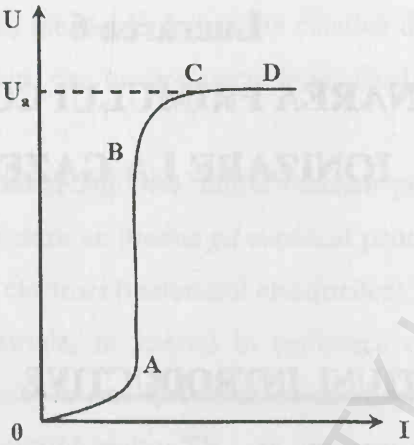


Fig. 6.1 Caracteristica volt-amperică a descărcarii de tip Towsend

Echilibrul dinamic care se stabileşte între aceste sarcini produse permanent şi sarcinile care se pierd în mod continuu prin difuzie la pereţii tubului, face ca în spaţiul dintre cei doi electrozi să existe o densitate mică de sarcini.

$$q = \int_0^t i dt \tag{2}$$

$$I = \frac{n \cdot e}{t} = \frac{q}{t} \tag{3}$$

La aplicarea tensiunii o parte din aceste sarcini sunt colectate de electrozi asigurând astfel trecerea curentului. Cu cât creşte mai mult tensiunea U aplicată, cu atât mai multe sarcini sunt colectate. Observăm astfel creşterea curentului odată cu tensiunea aplicată (porţiunea OA din curbă). La o anumită valoare a tensiunii, rapiditatea cu care sunt colectate sarcinile face ca practic toate sarcinile produse pe secundă să fie colectate de electrozi, astfel încât curentul nu mai poate creşte, valoarea intensităţii curentului electric fiind constantă (porţiunea de saturaţie AB).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Mărind mai departe tensiunea aplicată, se constată din nou o creştere a curentului (zona BC). Această creştere se datoreşte multiplicării numărului de sarcini din spaţiul dintre electrozi din alte cauze decât cele exterioare. Apare deci, la tensiuni mari aplicate o nouă sursă de producere de sarcini datorită **procesul de ionizare**.

Acest proces apare atunci cand electronii au o energie suficienta ca sa poata îndepărta in urma ciocnirii un electron al atomului (moleculei) gazului, rezultand **atomul ionizat** care a pierdut un electron şi deci are o sarcină pozitivă, **electronul** care a fost îndepărtat de atom şi **electronul iniţial**. Acest este descris de relaţia:

$$e + A \rightarrow A^{+} + e + e \tag{4}$$

unde: e – electronul

A – atomul

A^{+} - ionul (atomul ionizat)

Descărcare electrică corespunzătoare porţiunii BC din curbă (descărcarea Towsend) este **neautonomă** sau **semiîntreţinută** deoarece depinde de surse exterioare de generare a unor sarcini în spaţiul interelectrodic.

Relaţia care guvernează acest fenomen este următoarea:

$$I = \frac{I_0 \cdot e^{\alpha d}}{1-\gamma\left(e^{\alpha d}-1\right)} \tag{5}$$

unde: I_0 - Intensitatea curentului electronic ce pleacă de pe unitatea de suprafaţă a catodului datorită efectului fotoelectric

γ_i - coeficientul de emisie secundară.

α - numărul mediu de ionizări produse de un electron pe unitatea de lungime (primul coeficient Towsend)

d – distanţa dintre electrozii plan paraleli.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Mărind tensiunea până la valoarea de străpungere electrică (V_s) vom obţine $I \to \infty$, deci condiţia de străpungere este:

$$1 - \gamma(e^{\alpha_s d_s} - 1) = 0 \tag{6}$$

unde: α_s - valoarea coeficientului α la străpungere.

Aşadar,

$$\alpha_s = \left({}^{1}/_{d_s}\right) ln\left(1 + {}^{1}/_{\gamma}\right) \tag{7}$$

Totodată Towsend stabileşte pentru raportul ${}^{\alpha}/_{p}$ următoarea expresie, p fiind presiunea din interiorului tubului de gaz, iar A şi B coeficienţi care vor fi explicitaţi mai jos:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{\frac{-B}{E/p}} \tag{8}$$

Iar E valoarea intensitatii câmpului electric:

$$E = V_s/d_s \tag{9}$$

Deci, înlocuind expresiile (8) şi (9) în relaţia (7) :

$$e^{\frac{-Bpd_s}{V_s}} = \frac{ln\left(1+\frac{1}{\gamma}\right)}{Apd_s} \tag{10}$$

Explicitând tensiunea de străpungere V_s din relaţia de mai sus, obţinem:

$$V_s = \frac{Bpd_s}{ln\left[\frac{Apd_s}{n\left(1+{}^{1}/_{\gamma}\right)}\right]} \tag{11}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Dacă luăm produsul pd ca variabilă independentă, observăm că funcția V_s dată de raportul dintre o funcție liniară și una logaritmică are un minim. Coordonatele minimului expresiei din relația (8) sunt:

$$(pd_s)_{min} = \frac{e}{A} ln(1 + {}^{1}/_{\gamma}) \tag{12}$$

$$(V_s)_{min} = \frac{eB}{A} ln(1 + {}^{1}/_{\gamma}) \tag{13}$$

unde: e = 2,72 baza logaritmului natural.

Din raportul expresiilor (13) și (12) obținem:

$$B = \left(\frac{V_s}{pd_s}\right)_{min} \tag{14}$$

In funcție de gazul de lucru din interiorul tubului de descărcare, valorile A și B sunt tabelate pentru un anumit domeniu de validitate guvernat de raportul E/p. În tabelul 1 se regăsesc aceste valori pentru cele mai uzuale gaze utilizate în laboratorul de Fizica Plasmei.

Tabelul 1

Gaz	A $\left(\frac{ionizari}{torr \cdot cm}\right)$	B $\left(\frac{V}{torr \cdot cm}\right)$	Domeniul de aplicabilitate $\frac{E}{p}\left(\frac{V}{torr \cdot cm}\right)$
N_2	12	342	100 – 600
aer	15	365	100 – 800
He	3	34	20 – 150
Ne	4	100	100 – 400
Ar	14	180	100 – 600
Kr	17	240	100 – 1000
Xe	26	350	200 – 800

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2. SCOPUL LUCRĂRII

Din valoarea minimă a curbelor Paschen (vezi şi lucrarea de laborator anterioară) se poate determina valoarea coeficientului Towsend (α).

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental (**Fig. 6.2**) cuprinde:

S – sursa de înaltă tensiune continuă şi rezistenţa neglijabilă care trebuie să furnizeze cel puţin 2500-3000 V şi să suporte curenţi de ordinul zecilor de miliampermetri (curenţi de descărcare) la tensiuni în sarcină de 500 - 1000 V;

R – rezistenţa de sarcină de ordinul 10^4 Ω ce limitează creşterea acestor curenţi, asigurând protecţia sursei S;

V – voltmetrul destinat măsurării unei tensiuni în curent continuu de până în 600 V şi din acest motiv este introdusă o rezistenţă ŞUNT astfel încât tensiunea determinată va reprezenta 1/3 din valoarea reală aplicată.

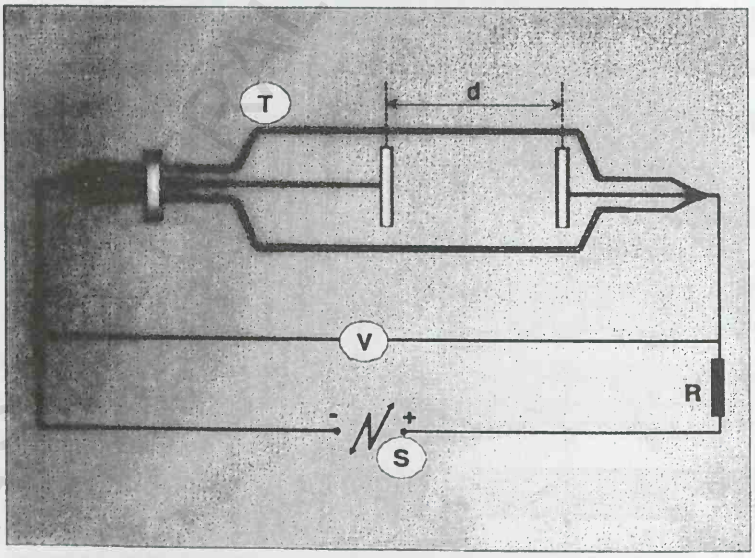


Fig 6.2. Reprezentare schematică a montajului experimental

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4. MODUL DE LUCRU

1. Se porneşte pompa de vid pentru vidarea instalaţiei;
2. Se conectează sursa de înaltă tensiune, rezistenţa de ŞUNT şi voltmetrul, sursa de tensiune fiind oprită;
3. Se introduce în instalaţie gazul de lucru, până se ajunge la o presiune de 10^{-1} Torr, presiune ce va fi menţinută constantă pe tot parcursul desfăşurării lucrării;
4. Se poziţionează electrodul mobil la o distanţă *d* de electrodul fix, urmând ca următoarele măsurători să fie făcute prin micşorarea acestei distanţe;
5. Se pune în funcţiune sursa de înaltă tensiune şi se măreşte lent tensiunea aplicată la electrozi (începând de la câteva zeci de volţi), urmărindu-se continuu indicaţia voltmetrului până ce se aprinde descărcarea. Se notează tensiunea V_S ;
6. Se micşorează distanţa dintre electrozi (cu un pas de aproximativ 1 cm);
7. Se repeta paşii 5-7 până se ajunge la o distanţă între electrozi de aproximativ 2 cm;
8. După terminarea măsurătorilor, se opreşte sursa de înaltă tensiune şi se deconectează de la reţea şi de la instalaţie, se opreşte pompa de vid şi se introduce aer înapoi în instalaţia de vid;
9. Folosind valorile determinate experimental, se trasează graficul $V_s=f(pd_s)$, produsele p x d_s fiind poziţionate pe abscisă;
10. Din această curbă se va determina valoarea minimă $(V_s)_{minim}$ a potenţialului de aprindere a gazului studiat, precum şi valoarea produsului p x d_s corespunzătoare acestui minim;
11. Se calculează constanta B din relaţia (14), iar A se ia din tabelul 1, în functie de gazul din tubul de descarcare;
12. Se introduc valorile A şi B în (8) şi se calculează α pentru presiuni p, distanţe d şi tensiuni V corespunzătoare descărcării de tip Towsend, adică "departe de străpungere".

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

5. BIBLIOGRAFIE

1. I. I. POPESCU, D. CIOBOTARU, "Bazele fizicii plasmei", Ed. Tehnică Bucureşti, 1987

2. J. R. ROTH, „Industrial Plasma Engineering – Volume 1: Principles", Institute of Physics Publishing, London, 2000

3. E. BĂDĂRĂU, „Fizica descărcărilor în gaze", Ed. Academiei Republicii Populare Române, Bucureşti, 1957

4. N. A. KAPŢOV, „Fenomene electrice în gaze şi vid", Ed. Tehnică, Bucureşti, 1955

BCUIASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 7

STUDIUL CĂDERII CATODICE NORMALE

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

În cadrul descărcărilor luminescente la presiune joasă, rolul hotărâtor în mecanismul de producere îl deţin părţile catodice. Imediat după aprinderea descărcării, lângă catod are loc o distribuţie selectivă a particulelor încărcate. Ionii pozitivi, mult mai lenţi decât electronii vor determina formarea unui strat de sarcină spaţială pozitivă în imediata apropiere a catodului. Va apare un câmp electric intens care va accelera ionii pozitivi spre catod, dând naştere spaţiului întunecos catodic. Cea mai mare parte a tensiunii aplicate pe tubul de descărcare se regăseşte pe această porţiune, numită **cădere catodică**.

Regiunea din caracteristica volt-amperică a unei descărcări luminescente la presiune joasă în care intensitatea curentului creşte fără o variaţie semnificativă a tensiunii este numită **descărcare luminescentă normală**. Dacă anodul se află foarte aproape de limita marginii dinspre catod a luminii negative, tensiunea aplicată corespunde chiar cu valoarea căderii catodice normale. În acest regim numai o porţiune (S_K) din suprafaţa catodului (S) participă la descărcare ($S_K < S$). O creştere a curentului I de descărcare va determina doar creşterea secţiunii active care participă la descărcare, densitatea de curent rămânând practic constantă:

$$j_K = \frac{I}{S_K}$$

unde: j_k – este densitatea de curent normală

I – intensitatea curentului

S_k – suprafaţa activă a catodului

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Creşterea tensiunii aplicate pe tubul de descărcare sau micşorarea rezistenţei limitatoare pe circuit va determina intensificarea curentului până ce toată suprafaţa catodului va fi acoperită de lumina descărcării. Practic din acest punct se trece în regimul **descărcării luminescente anormale**.

Acest regim al descărcării luminescente normale are ca aplicaţie practică realizarea stabilizatoarelor de tensiune cu descărcări în gaze.

2. SCOPUL LUCRĂRII

Lucrarea de faţă are ca scop verificarea experimentală a faptului că în descărcările luminescente normale, căderea catodică şi densitatea de curent sunt constante, fiind independente de intensitatea curentului de descărcare.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Pentru studiul acestei proprietăţi a descărcării luminescente normale se va utiliza montajul experimental din **Fig. 7.1**, care cuprinde:

1. Tubul de descărcare (T)
2. Instalaţia de vid (I)
3. Anodul inelar (Anod)
4. Catodul sub formă de disc (C)
5. Ampermetru (A)
6. Voltmetru (V)
7. Rezistenţa (R)
8. Sursa de înaltă tensiune (S)

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

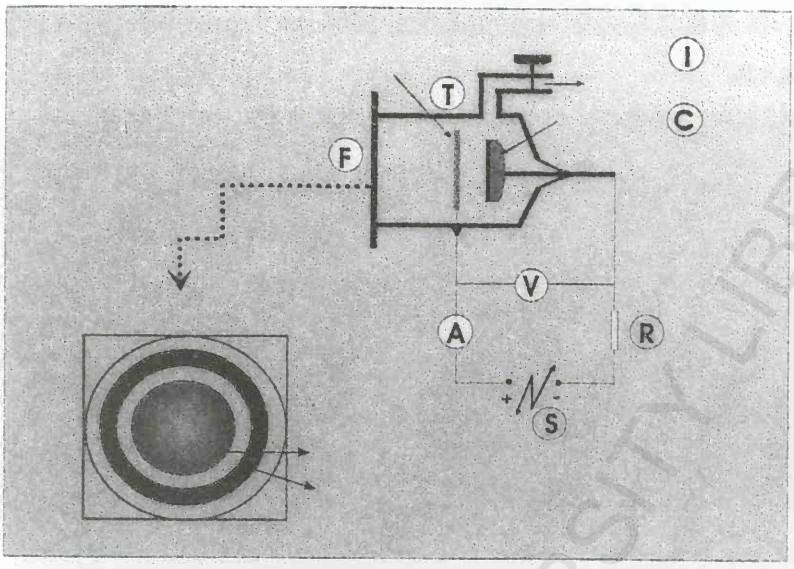


Fig. 7.1. Dispozitivul experimental

Tubul de descărcare este confecționat din sticlă Pyrex cu diametrul de 50 mm în care se află situați electrozii: **catodul** confecționat din wolfram, în profil Rogowski și **anodul** sub formă inelară așezat în fața catodului la distanța fixă de 15 mm. Observațiile asupra descărcării se pot face prin fereastra frontală a tubului F.

Schema electrică a circuitului va conține sursa (S) de înaltă tensiune (0 – 10 KV), o rezistență limitatoare de curent de ordinul zecilor de KΩ (R), un ampermetru (A) și un voltmetru cu divizor de tensiune (V).

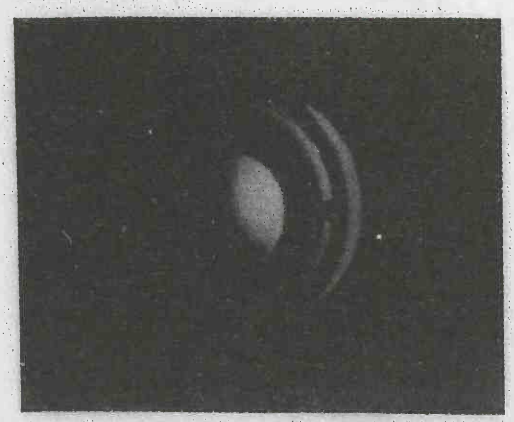
4. MODUL DE LUCRU

Lucrarea va fi realizată în două variante, putându-se efectua comparațiile corespunzătoare pentru valorile obținute:

1. Se realizează în tub o presiune de 10^{-2} torr;
2. Se asigură pătrunderea unui gaz (de exemplu Heliu) la o presiune mică de ordinul a 1 torr;

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

3. Se variază tensiunea aplicată până ce se realizează străpungerea gazului din tub.



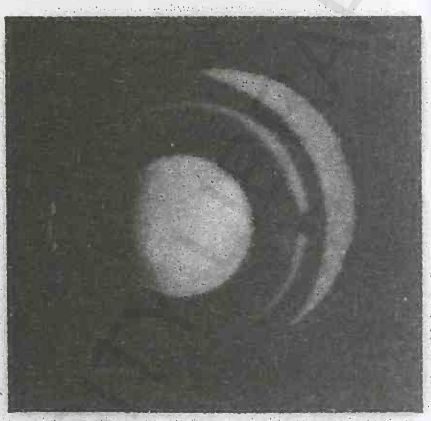


Fig. 7. 2. Imagini ale descărcării luminescente la diferite valori ale intensității curentului

I. Variantă:

➢ Se fotografiază în fiecare moment ariile luminoase corespunzătoare diferitelor valori ale curentului I în regim normal (**Fig. 7.2**).

➢ Se determină ariile lor S_1, S_2, ... etc., ținându-se seama de scara figurii (la fotografiere, se plasează în exteriorul tubului, în planul catodului, o riglă gradată).

➢ Se calculează rapoartele I_1/S_1, I_2/S_2, ... etc., considerând o distribuție uniformă a curentului pe suprafețele respective. Media aritmetică a acestor rapoarte va reprezenta densitatea de curent normală.

II. Variantă:

➢ Se trasează caracteristica V – I pentru diferite valori, obținându-se un grafic similar cu cel prezentat în **Fig. 7.3**. Se poate observa regiunea luminescentă normală (AB), urmată de o mică zonă din descărcarea anormală (BC). În această reprezentare S_k – aria care participă la descărcarea normală iar

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

S – aria catodică (19,6 cm^2) acoperită în întregime de lumină, în descărcarea anormală.

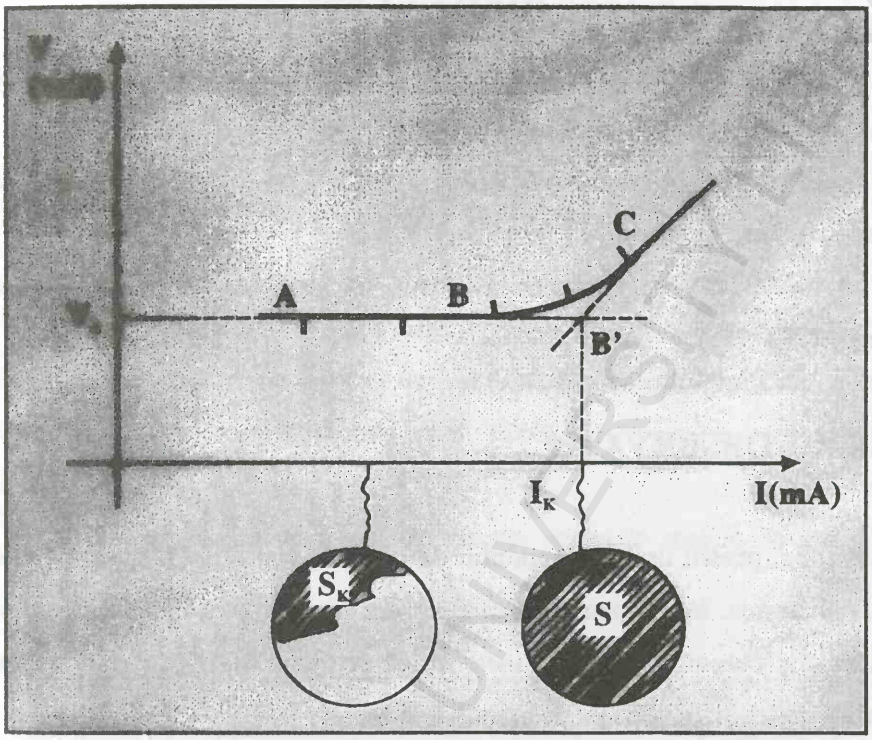


Fig. 7.3. Caracteristica V - I a descărcării luminescente normale

➢ Se apreciază, prin extrapolare (**Fig. 7.3**), punctul B' care marchează trecerea curbei din zona palierului (ce corespunde descărcării normale) în zona descărcării anormale. Abscisa acestui punct, I_K, este valoarea intensității curentului, corespunzătoare momentului în care aria zonei luminoase este egală cu aria catodului (S);

Datele vor fi trecute în următorul tabel:

S_K				
I_K				
V				

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

5. BIBLIOGRAFIE

1. C. CIOBOTARU, V. COVLEA, C. BILOIU, "Gaze ionizate. Lucrări de laborator", Universitatea Bucureşti, 1992

2. J. R. ROTH, „Industrial Plasma Engineering – Volume 1: Principles", Institute of Physics Publishing, London, 2000

3. E. BĂDĂRĂU, „Fizica descărcărilor în gaze", Ed. Academiei Republicii Populare Române, Bucureşti, 1957

4. N. A. KAPŢOV, „Fenomene electrice în gaze şi vid", Ed. Tehnică, Bucureşti, 1955

6. OBSERVAŢII

Practic, pentru uşurarea modului de lucru se vor avea în vedere ambele variante, şi anume: în momentul în care se face înregistrarea datelor referitoare la intensitatea curentului şi tensiunea aplică se preia simultan şi o imagine fotografică astfel încât să se poată estima aria S_K.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 8

STUDIUL DESCĂRCĂRII CU BARIERĂ DE DIELECTRIC

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Descărcarea cu barieră de dielectric reprezintă descărcarea în care între doi electrozi conductori pe care se aplică tensiune este interpus un material dielectric, care are dimensiuni mai mari decât electrozii pe care se aplică tensiunea.

Un asemenea ansamblu de descărcare, se poate realiza în mai multe variante prezentate în **Fig. 8.1**.

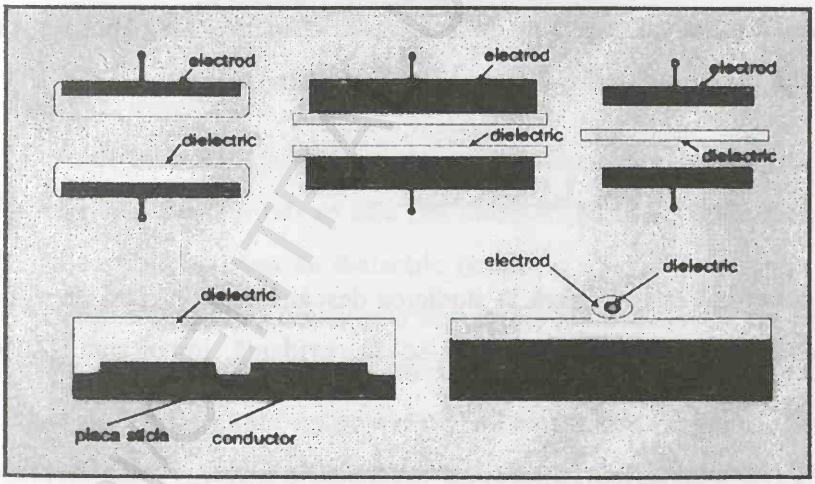


Fig. 8.1. Diferite variante de montare a dielectricului pe electrozi

La aplicarea unei tensiuni constante (curent continuu), prin spaţiul dintre electrozi nu va trece curentul. Dacă se aplică însă o tensiune variabilă, cu

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

frecvenţă *f*, în spaţiul dintre electrozi se va aprinde o descărcare electrică şi va trece un curent de descărcare. Dacă valoarea frecvenţei tensiunii aplicate este în zona 10-100 kHz, procesele care au loc la nivelul electrozilor sunt asemănătoare cu cele care au loc la catodul unei descărcări luminiscente.

Ca şi în cazul descărcărilor în curent alternativ, se obţine o succesiune de descărcări pe durata fiecărei semiperioade, tensiunea aplicată variind în decursul unei semiperioade, de la 0 la o valoare maximă, cu întoarcere înapoi la 0.

Trecerea curentului prin spaţiul dintre electrozii în care se află materialul dielectric se explică prin faptul că structura de electrozi este echivalentă cu un condensator. Câmpul electric ce apare astfel în spaţiul dintre electrozi va favoriza procesele de ionizare, cât şi generarea de electroni de la dielectricul ce acoperă electrozii.

De asemenea, acoperirea electrozilor metalici cu un dielectric prezintă avantajul că se evită interacţia dintre gazul în care are loc descărcarea şi materialul electrozilor. Acest aspect are o importanţa majoră când se utilizează gaz reactiv sau amestecuri de gaze ce conţin gaze reactive (O_2, N_2, Cl_2, etc).

Descărcarea cu barieră de dielectric prezintă numeroase aplicaţii, putând avea loc atât la presiuni reduse, dar şi la presiune atmosferică.

2. SCOPUL LUCRĂRII

Scopul lucrării se referă la studierea descărcării cu barieră de dielectric într-o configuraţie specială punându-se în evidenţă importanţa frecvenţei tensiunii aplicate.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Studiul aprinderii descărcării cu barieră de dielectric se realizează utilizând montajul experimental prezentat în **Fig. 8.2**.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

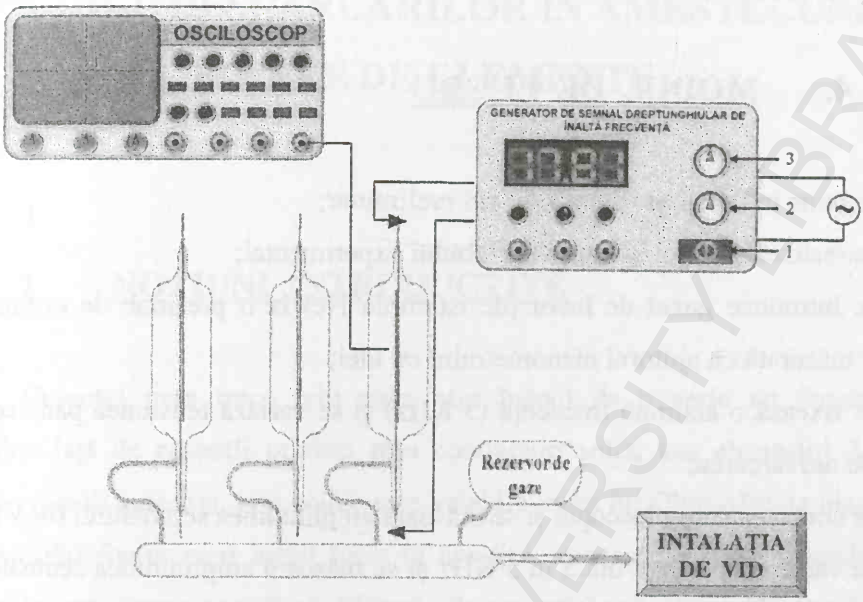


Fig. 8.2. Montajul experimental utilizat în studiul aprinderii descărcării cu barieră de dielectric

Tubul de descărcare

Montajul utilizat cuprinde trei tuburi de descărcare confecționate din sticlă. În interiorul fiecărui tub se află doi electrozi paraleli, confecționați din wolfram, acoperiți cu un strat de dielectric (sticlă) și aflați la o distanță de 0,3 cm unul de altul. Tuburile de descărcare sunt legate la instalația de vid printr-un tub subțire de sticlă, existând posibilitatea umplerii acestora cu diferite gaze.

Sursa de tensiune este un generator de semnal dreptunghiular de înaltă frecvență (1-40 kHz) și tensiune de 2 kV. Numerotarea elementelor de pe panoul frontal au următoarea semnificație:

1 – Comutator;

2 – Reglaj amplitudine;

3 – Reglaj frecvență.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Osciloscopul are rolul de a pune în evidenţă forma şi amplitudinea semnalului pentru descărcările cu barieră de dielectric în diferite gaze.

4. MODUL DE LUCRU

1. Se pune în funcţiune pompa de vid preliminar;
2. Se realizează vidul în interiorul tubului experimental;
3. Se introduce gazul de lucru (de exemplu Ne) la o presiune de ordinul a 1 Torr măsurată cu ajutorul manometrului cu ulei;
4. Se fixează o anumită frecvenţă (5 KHz) şi se variază tensiunea până ce se aprinde descărcarea;
5. Se conectează osciloscopul şi se măsoară amplitudinea semnalului (în V);
6. Se variază frecvenţa din 5 în 5 KHz şi se măsoară amplitudinea semnalului pentru fiecare caz în parte;
7. Se trasează graficul obţinut frecvenţă în funcţie de amplitudinea semnalului;
8. Se stinge descărcarea, se evacuează gazul introdus;
9. Se repetă operaţiile anterioare pentru un alt gaz (de exemplu He) şi se notează observaţiile obţinute.

5. BIBLIOGRAFIE

1. U. KOGELSCHATZ, IEEE Trans. Plasma Sci., **30,** 1400 , 2002
2. H. E. WAGNER, R. BRANDENBURG, K. V. KOZLOV, A. SONNENFELD, P. MICHEL, J. F. BEHNKE, Vacuum **71,** 417, 2003
3. M. A. LIBERMAN, A. J. LICHTEMBERG, "Principles of plasma discharges and materials processing", John Wiley & sons inc, New York, 1994
4. Y. P. RAIZER, "Gas discharge physics", Springer – Verlag, Berlin Heidelberg, 1991

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 9

STUDIUL DESCĂRCĂRILOR ÎN AMESTECURI BINARE DE ELEMENTE

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Curentul care trece prin gaze este însoţit de o serie de fenomene specifice faţă de curenţii produşi prin conductori solizi sau electroliţi. Dacă pentru curenţii care trec prin solide este valabilă legea lui Ohm până la tensiuni şi intensităţi foarte mari astfel încât în condiţii constante externe intensitatea curentului este proporţională cu diferenţa de potenţial aplicată conductorului, la gaze, conductibilitatea electrică nu mai este constantă, depinzând în unele cazuri de acţiunile exterioare pe care le suferă gazul şi în alte cazuri de intensitatea curentului care trece prin gaz. Pentru gaze, dependenţa curent-tensiune nu numai că nu este o simplă proporţionalitate, dar nu este nici univocă şi se exprimă prin caracteristica descrescătoare curent-tensiune la care creşterea intensităţii curentului care trece prin gaz, scade căderea de tensiune pe domeniul de descărcare considerat.

Studiul unei descărcări în gaze se face prin aplicarea unei diferenţe de potenţial de la valori foarte mici până la valori mari.

Astfel, chiar la valori foarte mici ale tensiunii, prin gaz trec curenţi foarte slabi care depind în mod evident doar de acţiunile din exterior asupra gazului şi asupra electrozilor (radiaţia cosmică, radiaţia Roentgen). Pe măsură ce creşte diferenţa de potenţial, curentul produs de agentul ionizator extern creşte, la început după legea lui Ohm, apoi devine saturat şi în cele din urmă să crească din nou. Pentru o anumită diferenţă de potenţial apare un fenomen deosebit:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

dacă rezistenţa circuitului extern este mică, curentul creşte instantaneu la valori foarte mari, care sunt limitate numai de această rezistenţă sau de puterea debitată de sursa de tensiune. Apar astfel în gaz fenomene luminoase. Această trecere la un fenomen calitativ nou se numeşte **aprinderea descărcării**, iar tensiunea la care se aprinde descărcarea se numeşte **tensiune de străpungere** sau **tensiune de aprindere**.

În cazul unor amestecuri binare de elemente, cum ar fi cele realizate într-un gaz nobil (He, Ar, Ne) şi un material solid alcalin depus pe pereţii tubului de descărcare (Na, K, Cs, Rb) au loc procese de ionizare şi excitare ale elementelor respective, ducând la fenomenul de aprindere a descărcării. După cum se ştie, ionizarea atomului constă în îndepărtarea completă a unui electron din sfera de acţiune a nucleului, sau, matematic vorbind, în îndepărtarea electronului la infinit. Valoarea produsului $h\nu$ corespunzătoare limitei seriei spectrale la care nivelul inferior este nivelul energetic fundamental al electronului de valenţă în atomul neexcitat normal, este egală cu energia pe care trebuie să o cheltuim pentru a ioniza atomul.

În tabelul de mai jos sunt date valorile pentru energia de ionizare ale elementelor care prezintă interes pentru lucrarea de faţă.

Elementul	Greutatea atomică	Nr. de ordine	ΔU_i (eV)
He	4	2	24,5
Na	23	11	5,1
K	39,1	19	4,3
Rb	85,5	37	4,3
Cs	133	55	3,9
Hg	201	80	10,4

Dacă energia cinetică a electronului străin este prea mică pentru a putea îndepărta complet electronul de valenţă din atom (deci pentru a produce

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

ionizarea) ea este totuşi suficientă pentru a trece electronul de valenţă de pe un nivel energetic pe un altul mai înalt, adică determină excitarea atomului.

În cazul amestecurilor binare de elemente, descărcarea este iniţiată de un gaz, în cazul de faţă He, care are proprietatea de gaz tampon (gas buffer) care face să crească presiunea vaporilor saturaţi ai celuilat element şi, prin încălzirea catodului, descărcarea să fie preluată de celălalt element. Inversarea electrodului ar trebui, teoretic, să nu influenţeze potenţialul de aprindere al descărcării, dar se observă o oarecare variaţie în cele două cazuri. Această modificare a valorii potenţialului de aprindere al descărcării la schimbarea catodului se datoreşte lucrului de extracţie diferit de la un element la altul.

2. SCOPUL LUCRĂRII

Lucrarea de faţă îşi propune să studieze valoarea potenţialului de străpungere pentru amestecuri binare de elemente, modul cum influenţează valoarea potenţialului de străpungere schimbarea electrodului care îndeplineşte rolul de catod, precum şi culoarea luminescenţei pentru fiecare ramură a tubului de descărcare.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental este constituit dintr-o sursă continuă (S) variabilă de înaltă tensiune (300-3000 V), o rezistenţă (R) de valoare mare (10 KΩ) limitatoare de curent, un ampermetru (A) montat în serie şi un voltmetru (V) care măsoară tensiunea la capetele tubului. (**Fig. 9.1**)

Tubul de descărcare pentru studiul amestecurilor binare de elemente prezintă o geometrie puţin diferită faţă de tuburile de descărcare tipice.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

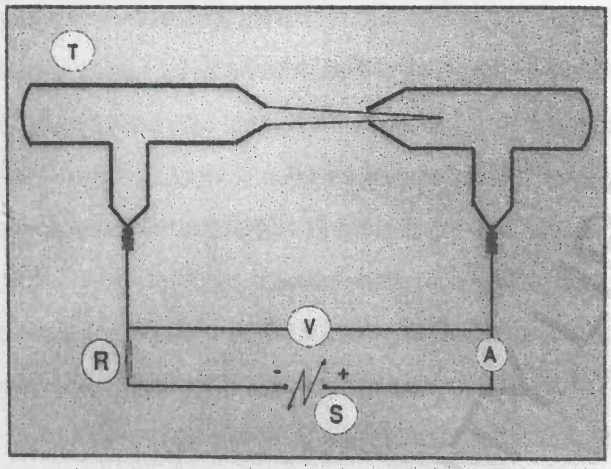


Fig. 9.1. Montajul experimental pentru studiul descărcării în amestecuri binare de elemente

Tubul de descărcare este confecționat din sticlă și prezintă două ramuri distincte, fiecare dintre ele conținând un anumit tip de gaz, de exemplu He.

A doua ramură a tubului va conține fie un strat subțire de metal alcalin depus pe peretele acestuia, fie în celălalt caz o bobiță de mercur.

4. MODUL DE LUCRU

1. Se realizează montajul din **Fig. 9.1** aplicat la tubul He-Hg;
2. Se conectează electrozii astfel încât să se țină cont de electrodul care are polaritatea negativă (catodul) dacă se află la capătul ramurii unde este bobița de mercur;
3. Se variază tensiunea de la sursa de alimentare până ce se aprinde descărcarea, notându-se în tabelul de mai jos atât tensiunea de aprindere cât și tensiunea de funcționare;
4. Se observă culoarea și intensitatea descărcării obținute;
5. Se inversează rolul catodului la același tub de descărcare;
6. Se repetă pașii 2-4 pentru tubul He-Hg;

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

7. Se reia experimentul pentru tubul He, Na.

Nr. crt.	Amestec	$U_{aprindere}$	$U_{funcționare}$	Culoare	Catodul

5. BIBLIOGRAFIE

1. I. I. POPESCU, D. CIOBOTARU, "Bazele fizicii plasmei", Ed. Tehnică București, 1987
2. E. BĂDĂRĂU, I. I. POPESCU, „Gaze ionizate", Ed. Tehnică București, 1965

6. OBSERVAȚII

În cazul tubului He-Na este de dorit ca operațiunile experimentale să fie efectuate într-un ritm cât mai rapid pentru a evita oxidarea vaporilor de Na depuși pe pereții unei ramuri a tubului.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 10

STUDIUL EFECTULUI PENNING ÎN AMESTECURI BINARE DE GAZE

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Efectul Penning constă în micşorarea valorii tensiunii de străpungere a unui gaz inert pur (A) la adiţionarea unui procent mic din alt tip de gaz (B), al cărui potenţial de ionizare V_i este mai mic decât primul potenţial de excitare al gazului de bază A. Amestecurile binare care îndeplinesc condiţia de mai sus se numesc **amestecuri Penning**.

Explicaţia acestui efect se bazează pe ionizarea produsă prin transferul de sarcină care are loc în timpul ciocnirii de speţa a doua dintre atomul A, excitat pe un nivel metastabil cu atomul neutru B, conform reacţiei:

$$A^* + B \rightarrow A + B^+ + e^-$$

În acest caz atomul de Ne, care se află în stare excitată pe nivelul metastabil de energie E = 16,61 eV, poate ioniza atomul de Ar a cărui energie de ionizare este foarte apropiată de E = 15,73 eV. (**Fig. 10.1**) Acest proces de transfer de sarcină este influenţat în mod favorabil şi de timpul de viaţă mare al stării metastabile din Ne. Ca rezultat se obţine scăderea valorii tensiunii de aprindere în amestecul Ne - Ar faţă de cazul descărcării în Ne pur la aceeaşi presiune.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Cel mai uzual amestec Penning este reprezentat de amestecul binar Ne-Ar (0,5 – 2%) prezent în lămpile cu Ne sau utilizat ca gaz starter în lămpile cu vapori de sodiu.

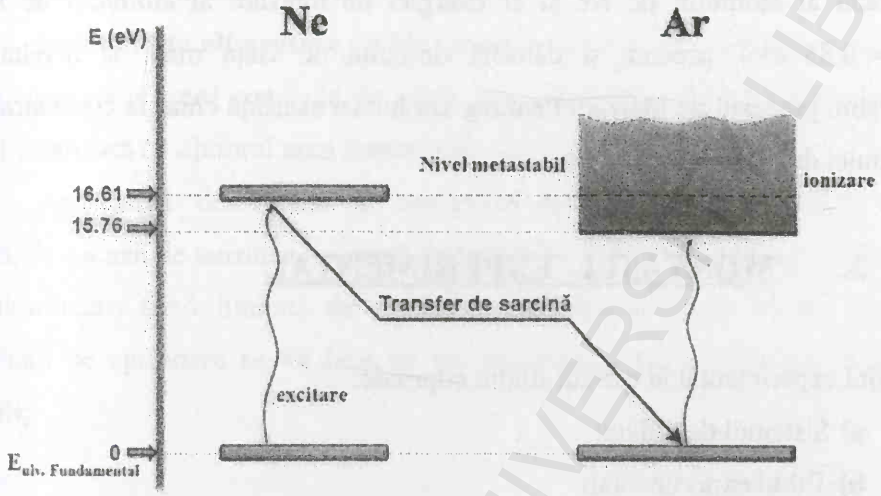


Fig.10.1. Diagrama de energii a nivelelor implicate în efectul Penning

$$Ne^{*}(E_{met} = 16{,}61eV) + Ar(E = 0) \text{ înainte de efect}$$

$$\downarrow$$

$$Ne(E = 0) + Ar^{+}(E = 15{,}76) + e^{-}(E = 0{,}85) \text{ după efect}$$

Practic pentru producerea efectului Penning gazul care este adăugat în procente mici trebuie să îndeplinească două condiții:

1. Să aibă un număr atomic mai mare decât gazul de bază;

2. Energia sa de ionizare să fie mai mică decât nivelul metastabil sau excitat al gazului de bază.

Astfel, efectul Penning este posibil în următoarele combinații: Ar în Ne sau Kr în Ar sau Ne, Xe în Kr, Ar sau Ne. Nu s-au observat efecte de acest tip în cazul adaosului de Ne în Ar, Kr sau Xe.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2. SCOPUL LUCRĂRII

În această lucrare se va studia efectul Penning aplicat la amestecul binar Ne-Ar, în care datorită diferenţei mici de energie dintre energia nivelului metastabil al atomului de Ne şi al energiei de ionizare al atomului de Ar (ΔE = 0,85 eV), precum şi datorită timpului de viaţă mare al nivelului metastabil, procesul de ionizare Penning are loc cu uşurinţă chiar la concentraţii foarte mici de Ar în Ne.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental al acestui studiu cuprinde:

a) Sistemul de vidare;

b) Tubul experimental;

c) Sistemul de alimentare cu gaze;

d) Ansamblul electric;

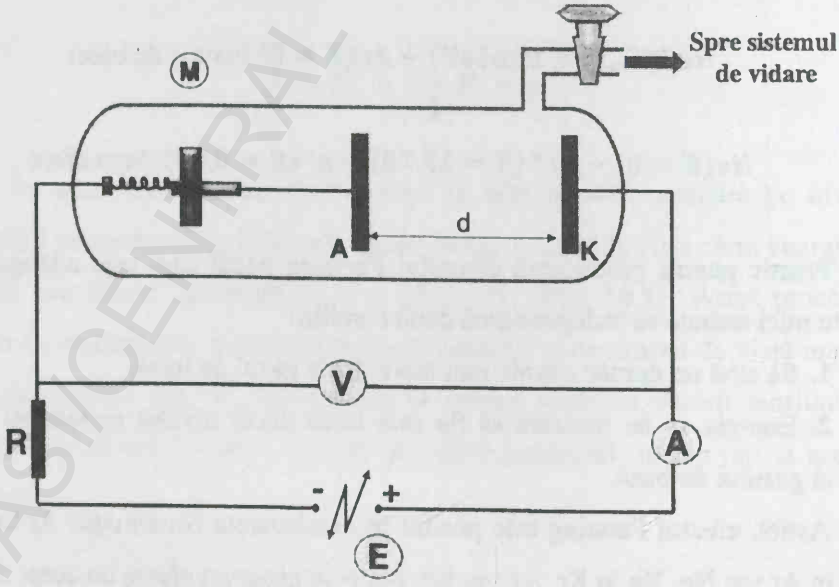


Fig. 10.2. Tub experimental cu anod mobil

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Tubul experimental este conectat la sistemul de vidare existent reprezentat prin pompa de vid preliminar. În interiorul tubului de descărcare există doi electrozi (**Fig. 10.2**) unul dintre ei (anodul) fiind prevăzut cu o piesă metalică conectat cu un resort care prin intermediul unui megnet M din exterior va facilita variația distanței interelectrodice (d).

Sistemul de alimentare cu Ne, respectiv cu Ar, este cuplat la instalație prin intermediul unor conducte de sticlă Pirex, presiunea de umplere cu gaze fiind controlată cu ajutorul unui manometru cu ulei.

Aprinderea descărcării se realizează printr-un montaj electric care cuprinde o sursă de tensiune continuă variabilă 0 – 5 KV, intensitatea curentului de descărcare fiind limitată de existența unei rezistențe de 3 KΩ. Citirea tensiunii de aprindere se va face pe un voltmetru cuplat în paralel în acest montaj.

4. MODUL DE LUCRU

1. Se realizează montajul experimental descris anterior.
2. Se videazǎ tubul experimental până la o presiune de 10^{-2} mbar.
3. Se deconectează pompa de vid preliminar.
4. Se introduce Ne pur în tubul de descărcare la o anumită presiune citită pe manometrul cu ulei.
5. Se variază tensiunea de la sursa de alimentare de la valori mici pentru o anumită distanță *d*.
6. Pentru aceeași presiune se modifică distanța *d*, reluându-se experimentul.
7. Se determină tensiunea de aprindere minimă din curba Paschen pentru un set de distanțe interelectrodice $V_{Ne} = f(p \cdot d)$.

d (cm)				
V_{Ne} (p=)				

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

8. Se introduce o cantitate de Ar la o anumită presiune şi se repetă dependenţa $V_{Ne\text{-}Ar} = f(p \cdot d)$.

d (cm)				
$V_{Ne\text{-}Ar}$ (p=)				

9. Datele obţinute din grafice se evidenţiază în următorul tabel:

$V_{S\ min\ Ne\ pur}$ (V) (p =)	$V_{S\ Ne\text{-}Ar\ pur}$ (V) (p =)	$V_{S\ Ne\text{-}Ar\ pur}$ (V) (p =)

5. BIBLIOGRAFIE

1. E. NASSER, "Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics", Ed. Willey Interscience, 1970
2. C. CIOBOTARU, V. COVLEA, C. BILOIU, "Gaze ionizate. Lucrări de laborator", Universitatea Bucureşti, 1992
3. M. A. LIBERMAN, A. J. LICHTEMBERG, "Principles of plasma discharges and materials processing", John Wiley & sons inc, New York , 1994
4. Y. P. RAIZER, "Gas discharge physics", Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991

6. OBSERVAŢII

Un exemplu de amestec Penning cu aplicaţii practice multiple este He (sau Ne) cu 1% Xe la presiune de câteva sute de torr care se găseşte în display-urile cu plasmă.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 11
STUDIUL EFECTULUI M
(EFECTUL DE MONOCROMATIZARE)
ÎN AMESTECURI DE GAZE

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Prin definiţie efectul M reprezintă fenomenul de emisie a unei radiaţii monocrome în amestecuri speciale de gaze. Condiţia de apariţie a unei astfel de radiaţii este ca amestecul de gaze să conţină cel puţin un gaz electronegativ (de exemplu: hidrogenul) şi un gaz electropozitiv (de exemplu: neonul) iar presiunea la care se realizează descărcarea să fie de ordinul a 10 – 100 torri.

Dacă spectrul de emisie al unei descărcări într-un gaz inert pur este extrem de bogat în linii spectrale, la adiţionarea unor anumite procente de hidrogen în acesta se constată că spectrul emis se reduce la o singură linie spectrală. (**Fig. 11.1**) Efectul M a fost cel mai bine pus în evidenţă în cazul amestecului Ne – H_2.

Lungimea de undă a radiaţiei monocrome în cazul unui amestec Ne – H_2 este λ = 585,3 nm iar în cazul amestecului Ar – H_2 este λ = 750,4 nm. În lucrarea de faţă se va studia acest efect într-o descărcare în amestec de neon şi hidrogen, variind procentul de hidrogen adiţionat.

Mecanismul de reacţie al acestui fenomen se bazează în principiu pe procesul de ciocnire triplă, conform reacţiei:

$$Ne^{+} + H^{*} + H = Ne^{*} + H^{*} + H \qquad (1)$$

unde: Ne^{+} - ionul atomului de neon

H^{*} - atomul de hidrogen excitat pe nivelul E = 10,20 eV

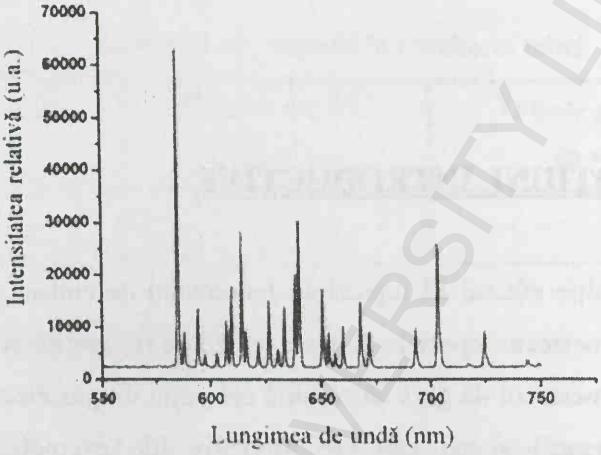
BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

H^- - ionul atomului de hidrogen

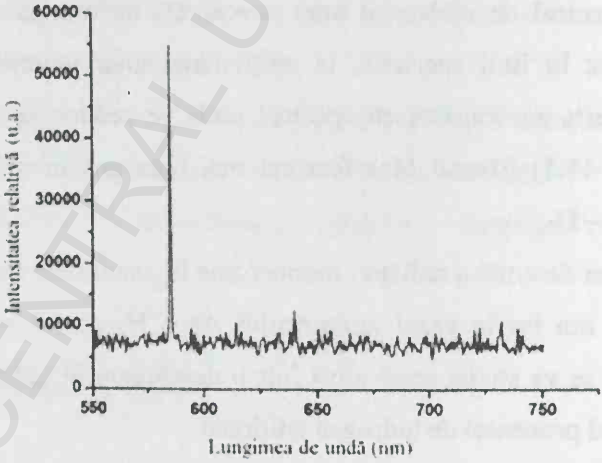
Ne^* - atom de neon excitat pe nivelul E = 12,09 eV

H^* - atom de hidrogen excitat

H – atom neutru de hidrogen aflat pe nivelul fundamental E = 0 eV



a) Ne pur



b) Ne+H_2

Fig. 11.1. Spectrele de emisie într-o descărcare în Ne pur (a) şi amestec Ne-H_2 (b)

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Ultimele cercetări au condus şi la ipoteza unor alte procese fizice elementare responsabile de acest proces, cum ar fi capcana radiativă sau capcana atomilor metastabili.

Pentru caracterizarea acestui efect a fost introdus parametrul „M" (parametru de monocromatizare) definit ca fiind raportul intensităţilor relative a două linii spectrale, corespunzătoare lungimilor de undă $\lambda_1 = 585{,}3$ nm şi $\lambda_2 = 614{,}3$ nm:

$$M = \frac{I_1(585{,}3nm)}{I_2(614{,}3nm)} \tag{2}$$

2. SCOPUL LUCRĂRII

În această lucrare se va studia influenţa procentului de hidrogen adiţionat la o descărcare în Ne pur asupra spectrului de emisie a descărcării în amestecul Ne – H_2. Această influenţă va fi indicată prin evaluarea parametrului M de monocromatizare.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental cuprinde cinci părţi principale, al cărui aranjament schematic este redat în **Fig. 11.2**:

1. Sistem de vidare;
2. Tubul de descărcare;
3. Sursă electrică de alimentare;
4. Ansamblul de umplere cu gaze al tubului;
5. Sistemul de achiziţie a spectrelor.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

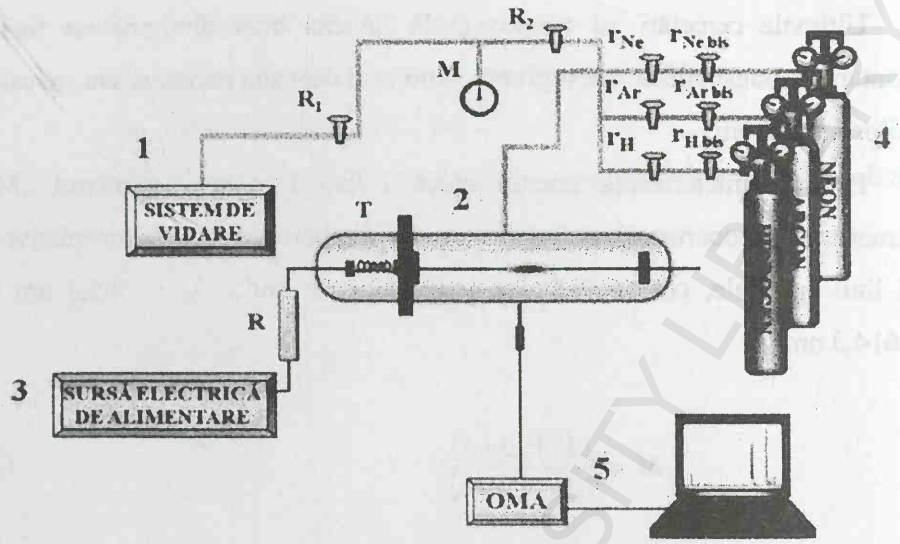


Fig. 11.2. Ansamblul experimental pentru studiul efectului M

Sistemul de vidare este reprezentat în această lucrare de o pompă mecanică de vid preliminar care poate furniza o presiune de 10^{-3} mbar. Această valoare a presiunii este măsurată prin intermediul unei joje Pirani si citită pe ecranul unui vacuumetru.

Tubul de descărcare (Fig. 11.3) este confecționat din cuarț, unul dintre electrozi putând fi deplasat cu ajutorul unui magnet. Electrozii sunt realizați din wolfram şi au fost foarte ascuțiți la capete.

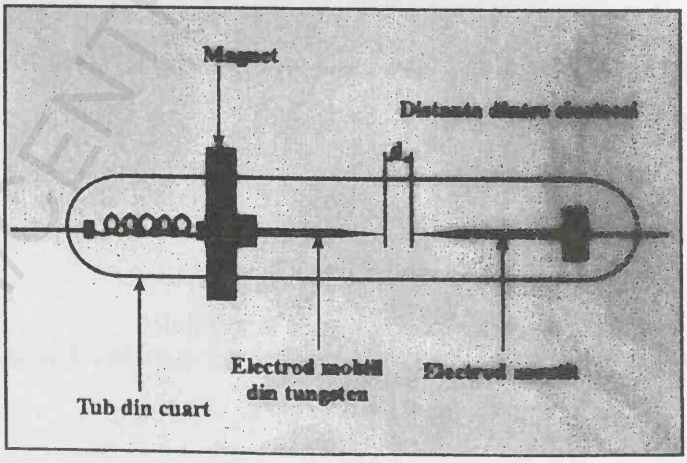


Fig. 11.3. Tubul de descărcare

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Sursa de alimentare este de mare putere, în pulsuri de 25 KV cu frecvența de 20 KHz, aplicarea tensiunii pe tub fiind făcută prin intermediul unei rezistențe (R) de 20 MΩ.

Ansamblul de umplere cu gaze al tubului este constituit din două butelii metalice una cu Ne şi cealaltă cu H_2, monitorizarea amestecului fiind realizată cu ajutorul unui manometru (M). Astfel, după ce se întrerupe conexiunea la pompa de vid, se introduce întâi Ne până la o anumită presiune, iar procentul necesar de H_2 este adăugat în amestec conform relației:

$$p_{total} = p_{Ne} + p_{H_2} \tag{3}$$

Sistemul de achiziție al spectrelor se face cu ajutorul Spectrometrului OMA (Optical Multichannel Analyzer), un sistem performant care prin intermediul unei fibre optice permite înregistrarea rapidă a spectrelor de emisie pentru descărcări în orice combinație de gaze.

4. MODUL DE LUCRU

Se realizează montajul experimental descris în paragraful anterior de lucru, distanța dintre electrozi fiind fixată la 10 mm.

1. Se videază instalația până ce presiunea din interior ajunge la valoarea 10^{-3} mbar.
2. Se întrerupe conexiunea la pompa de vid prin închiderea robinetului R_1.
3. Se umple tubul cu Ne la presiunea de 90 torr.
4. Se aprinde descărcarea şi se înregistrează spectrul Neonului pur.
5. Se introduc în tubul de descărcare diferite procente de H_2 conform tabelului.
6. Se înregistrează spectrele obținute pentru fiecare descărcare în parte.
7. Datele obținute se trec în tabelul de mai jos.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

8. Se reprezintă grafic dependența parametrului M în funcție de procentul de H_2 din amestec.

Procentul de H_2 (%)	Intensitatea relativă I (585,3 nm)	Intensitatea relativă I (614,3 nm)	Parametrul M
0			
10			
20			
30			

5. BIBLIOGRAFIE

1. M. A. POPESCU, "Dictionary of effects in science", M-effect or monochromatization effect, pag. 54, Editura INOE, București, 2006
2. G. MUSA, C. SURDU-BOB, R. VLADOIU, Romanian Reports in Physics, Vol. 45, No. 3-4, p. 287-341, 1993
3. G. MUSA, C. SURDU-BOB, R. VLADOIU, Optoelectronics and Advanced Materials – Rapid Communications, 1, 6, 305 – 306, 2007

6. OBSERVAȚII

Deoarece această lucrare are drept gaz de lucru hidrogenul, se impun anumite măsuri suplimentare de protecție a muncii atât de manevrare a robinetelor cât și de precauție după finalizarea lucrării la evacuarea completă a urmelor de hidrogen din instalație.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 12

GRADIENTUL DE POTENȚIAL AL COLOANEI POZITIVE

1. NOȚIUNI INTRODUCTIVE

Zona care descrie cel mai bine condițiile de plasmă este coloana pozitivă a unei descărcări luminescente în curent continuu. Ca poziție, este situată între părțile catodice şi cele anodice, făcând legătura între acestea.

Lungimea coloanei pozitive depinde de presiunea gazului. La presiune mare coloana pozitivă se alungeşte pe seama părților care "se comprimă" spre catod. La presiune constantă, coloana pozitivă se alungeşte odată cu creşterea distanței dintre electrozi, în timp ce părțile catodice rămân nemodificate.

Culoarea sa depinde în funcție de natura gazului şi, în cele mai multe cazuri este vizibil diferită de culoarea luminii negative. În **Tabelul 1** se prezintă ca reper indicațiile de culoare pentru cele mai uzuale gaze.

Tabelul 1

Gaz	Lumina catodică	Lumina negativă	Coloana pozitivă
Aer	violet	albastru	roşu
N_2	roz	albastru	roşu
O_2	roşu	alb-gălbui	galben pal cu partea centrală roz
He	roşu	verde	roşu spre violet
Ar	roz	albastru închis	roşu închis
Ne	galben	oranj	roşu intens

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În această zonă, densitatea de sarcină negativă se menţine practic egală cu densitatea sarcinii pozitive ambele tipuri de purtători de sarcină (electronii şi ionii pozitivi) având o intensă mişcare haotică. În cazul ionizărilor simple, concentraţia electronilor care, în plasmele obişnuite, de laborator, are valori cuprinse între $10^{10} - 10^{13}$ electroni/cm^3 este practic egală cu concentraţia ionilor pozitivi ($n_e \approx n_i$). Curentul electric de-a lungul axei coloanei cilindrice este purtat practic de electroni, datorită unei slabe viteze de antrenare a lor, suprapusă mişcării haotice. Contribuţia ionilor pozitivi la formarea curentului axial este practic neglijabilă, datorită mobilităţii lor mici, deşi există o slabă deplasare a lor spre spaţiul Faraday.

Electronii şi ionii care apar în urma proceselor de ionizare se vor îndepărta de la locul de formare fiind accelerați de câmpul electric axial. Electronul câştigă energie, însă probabilitatea unor noi excitări şi ionizări este redusă. Simultan are loc şi fenomenul de difuzie la pereţi a purtătorilor de sarcină însă în mod selectiv datorită diferenţei de masă. Cu alte cuvinte, electronii având masa mai mică vor difuza mai rapid decât ionii şi vor forma la suprafaţa peretelui tubului un strat de sarcină spaţială negativă. Astfel, orice punct din această zonă se va afla la un potenţial pozitiv faţă de pereţi explicând în acest mod denumirea de „coloană pozitivă". Va apărea ca efect un câmp radial E_r în care ionii vor fi accelerați către pereţi.

Mărind distanţa dintre electrozi, coloana pozitivă poate fi alungită oricât de lungă, cu condiţia ca tensiunea aplicată între electrozi să fie suficient de înaltă pentru menţinerea descărcării.

Fără a intra în multe detalii privind teoriile coloanei pozitive, este important de reţinut că, în general sunt importante **pierderile de purtători** prin difuzie ambipolară la pereţi şi prin recombinări în volum. Ca urmare, ia naştere un câmp electric longitudinal E, în care electronii vor fi accelerați până la energii corespunzătoare energiilor de excitare şi ionizare ale atomilor şi moleculelor gazului. Pierderile de purtători sunt astfel compensate de ionizarea

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

gazului prin ciocniri electronice. În realitate câmpul electric local este descris prin componentele sale radială şi longitudinală.

În cele ce urmează, nu ne vom ocupa de distribuţia câmpului în secţiunea transversală a plasmei, ci doar de câmpul longitudinal (notat cu E).

Tabelul 2. Valorile gradientului normal E_0 (V/cm) al coloanei pozitive, pentru câteva gaze.

Gazul	Ar	He	Ne	N_2	H_2	O_2	H_2O	Hg
Gradientul normal E_0 (V/cm)	1,04	0,08	0,493	3,25	2,23	13,1	50	< 1

2. SCOPUL LUCRĂRII

Lucrarea de faţă are drept scop determinarea gradientului de potenţial pe direcţie longitudinală a coloanei pozitive prin metoda deplasării anodului la curent constant.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

În **Fig. 12.1** sunt prezentate elementele principale ale aranjamentului experimental. Anodul are la capătul tijei sale o piesă de fier, asupra căreia se acţionează din exterior cu un magnet permanent sau cu o bobină magnetică.

A – Miliampermetru

V – Voltmetru

G – Generatorul de înaltă tensiune

R – Rezistenţa limitatoare

M – Magnet

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

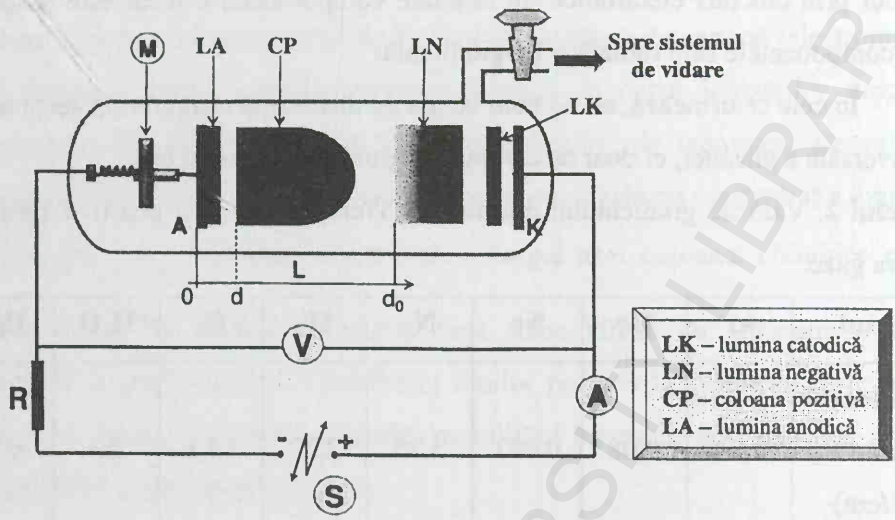


Fig. 12.1. Montajul experimental pentru determinarea gradientului de potenţial al coloanei pozitive

S – sursa de înaltă tensiune continuă şi rezistenţa neglijabilă care trebuie să furnizeze cel puţin 2500-3000 V şi să suporte curenţi de ordinul zecilor de miliampermetri (curenţi de descărcare) la tensiuni în sarcină de 500-1000 V;

R – rezistenţa de sarcină de ordinul 10^4 ce limitează creşterea acestor curenţi, asigurând protecţia sursei S;

V – voltmetrul destinat măsurării unei tensiuni de până la 600 V. Deoarece însă tensiunea aplicată pentru aprinderea descărcării atinge valoarea de peste 1000 V este introdusă o rezistenţă ŞUNT astfel încât tensiunea citită va reprezenta 1/3 din valoarea reală aplicată.

4. MODUL DE LUCRU

După ce se realizează montajul experimental din **Fig. 12.1**, lucrarea implică următoarele etape:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

1. Se realizează în tub o presiune a aerului de ordinul torrului sau a zecilor de torri, după care, apropiind anodul până la 3 - 4 cm de catod se aprinde descărcarea.

2. Se stabileşte un curent de lucru i_1.

3. Se apropie anodul în poziţia $x = d_0$ (la marginea dinspre anod a spaţiului întunecos Faraday) şi se notează tensiunea de ardere pentru curentul ales.

4. Se îndepărtează anodul, notându-se din nou valoarea tensiunii, curentul fiind menţinut la aceeaşi valoare i_1.

5. Se repetă aceste operaţii pentru toată distanţa $L = d - d_0$.

6. Datele obţinute vor fi reprezentate, ca puncte figurative, în sistemul de coordonate (V, x).

7. Şirul de puncte se va aproxima, grafic, printr-un segment de dreaptă, panta acestuia reprezentând valoarea medie a gradientului longitudinal de potenţial (a intensităţii câmpului electric) în coloana pozitivă a descărcării luminescente în aer, la curentul de intensitate i_1.

8. Se repetă metodologia trasării graficelor (V, x) pentru mai multe valori ale intensităţii curentului de descărcare.

5. BIBLIOGRAFIE

1. ESSAM NASSER, "Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics", Ed. Willey Interscience, 1970

2. C. CIOBOTARU, V. COVLEA, C. BILOIU, "Gaze ionizate. Lucrări de laborator", Universitatea Bucureşti, 1992

3. N. A. KAPŢOV, „Fenomene electrice în gaze şi vid", Editura Tehnică, Bucureşti, 1955

4. Y. P. RAIZER, "Gas discharge physics", Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 13

STUDIUL LĂMPILOR GLOBULARE CU PLASMĂ

1. NOȚIUNI INTRODUCTIVE

Deşi nu sunt utilizate ca surse de iluminat, lămpile globulare cu plasmă, inventate de către Bill Parker şi brevetate sub diferite forme în anii 1980 - 1990, reprezintă astăzi un element decorativ extrem de inedit. Numite sfere nebuloase sau sfere luminoase, aceste lămpi cu plasmă sunt extrem de spectaculoase şi constituie unul din elementele extrem de atrăgătoare ale fenomenelor din plasmă (**Fig. 13.1**).

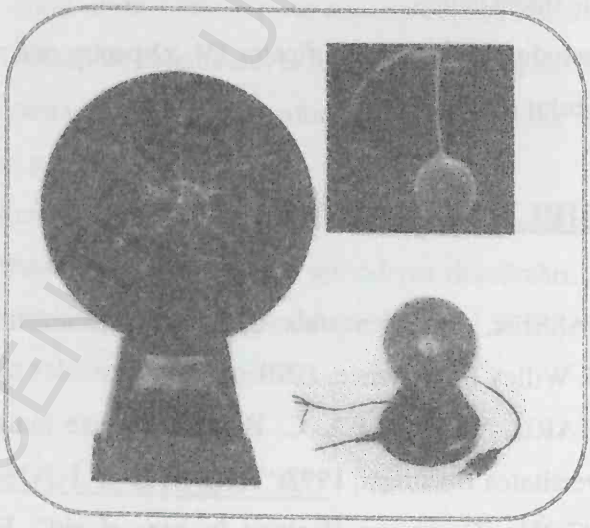


Fig. 13.1 Lampă cu plasmă

O lampă globulară cu plasmă este constituită în esenţă dintr-un glob transparent de sticlă în care se află un amestec de diferite gaze la presiune

BOUIASIICENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

scăzută alimentat cu o sursă de tensiune înaltă de curent alternativ (2 – 5 KV) la o frecvenţă considerabilă (35 KHz). Gazul din interiorul sferei de sticlă poate fi din categoria gazelor nobile (He, Xe, Ne, Kr, Ar) sau combinaţii ale acestora.

În interiorul globului se află o sferă mică care constituie electrodul metalic central (vizibil), celălalt electrod fiind în interiorul suportului sursei de alimentare. Între cei doi electrozi se crează astfel un cuplaj capacitiv având ca mediu de descărcare chiar amestecul de gaze existent in interiorul globului de sticlă.

O dată cu trecerea curentului prin mediul de gaze, se produce încălzirea şnurului de plasmă, un aspect similar cu razele multiple ale unui fulger colorat. Razele urmează liniile câmpului dipolului urmărind direcţia curentului de convecţie. De aceea şnururile luminescente se mişcă în permanenţă în sfera cu plasmă.

Acest cuplaj capacitiv poate fi afectat de orice modificare a parametrilor care schimbă capacitatea condensatorului, cum ar fi de exemplu atingerea globului de sticlă cu mâna. În acest fel se introduce un nou parametru care determină creşterea cuplajului capacitiv într-un singur punct şi astfel în jurul zonei respective se formează un câmp electric mai puternic. Prin şnururile de plasmă luminescente aflat în apropierea degetului va trece o cantitate mai mare de curent, vor fi mai strălucitoare şi vor avea tendinţa să fie mai stabile. Va apare astfel un curent electric la atingerea oricărui obiect conductor aflat lângă sferă deoarece sticla nu blochează trecerea curentului la frecvenţe înaltă; acţiunea este similară cu aceea a unui dielectric în condensatorul format între gazul ionizat şi mână.

Modul de funcţionare al unui glob cu plasmă. În principiu, electronii se deplasează de la electrod către suprafaţa exterioară. Această mişcare a electronilor într-un câmp electromagnetic aplicat pe electrozi este necesară pentru producerea plasmei. Electronii sunt eliberaţi din atomul sau molecula de care aparţin, ducând la ionizarea atomului sau a moleculei respective. Când

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

aceste particule încărcate se deplasează prin plasmă, ele schimbă caracteristicile locale ale câmpului electromagnetic. Acest fenomen, combinat cu oscilațiile câmpului magnetic de la electrod, duce la excitarea ionilor, moleculelor și atomilor. Deoarece aceste particule nu sunt stabile, se produce foarte repede dezexcitarea acestora, iar în urma acestui proces se eliberează această energie sub forma emisiei de fotoni. Acest fenomen face ca descărcarea obținută să fie vizibilă.

Amplasarea lămpilor cu plasmă lângă dispozitive electrice trebuie făcută cu mare precauție, deoarece nu numai că sticla lămpii se poate încălzi, dar tensiunea ridicată poate transmite către aparat o sarcina statică, chiar și prin carcasa de plastic. De asemena, câmpul de înaltă frecvență produs de către lămpile cu plasmă poate influența funcționarea laptopurilor, a aparatelor audio digitale precum și alte dispozitive similare. Când un metal intră în contact cu globul de sticlă al lămpii cu plasmă există pericolul apriției unei descărcări electrice, cuplajul capacitiv transferând metalului câțiva zeci de miliamperi, suficienți pentru un arc electric de dimensiuni reduse.

2. SCOPUL LUCRĂRII

Scopul acestei lucrări este de a înțelege fenomenele fizice care generează obținerea unui dispozitiv atât de spectaculos și atractiv din viața de zi cu zi. Sunt, de asemenea, evidențiate și procesele elementare care stau la baza producerii plasmei.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Materiale necesare efectuării experimentului sunt:

- Glob cu plasma
- Osciloscop

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

- Conectori electrici izolaţi
- Folie de aluminiu
- Tub fluorescent.

4. MODUL DE LUCRU

Partea I

1. Se alimentează globul cu plasmă şi se observă liniile. Descrieţi :

- Culoarea;
- Traiectoria fasciculului luminos;
- Iluminarea electrodului central;
- Dacă fasciculul luminos se bifurcă.

2. Atingeti globul cu plasmă cu degetul. Descrieţi ce se întâmplă.

3. Cu grijă puneţi mâna deasupra globului. Descrieţi ce se întâmplă.

4. Atingeţi globul cu un deget şi în acelaşi timp apropiaţi un deget de la cealaltă mână (dar fără să atingeţi). Descrieţi ce se întâmplă.

Partea a II-a

1. Aduceţi globul lângă un osciloscop şi alimentaţi-le pe amândouă.

2. Conectaţi un cablu la osciloscop, aducând celălalt capăt (sonda) în apropierea globului. Descrieţi ce vedeţi şi notaţi rezultatele în caiete.

3. Schiţaţi forma de undă de pe osciloscop pe caiet şi calculaţi frecvenţa semnalului.

4. Observaţi dacă există vreo diferenţă între a ţine cablul în mână sau a-l lăsa pe o suprafaţă izolantă.

5. Determinaţi dependenţa amplitudinii semnalului obţinut la diferite distanţe faţă de glob, din centimetru în centimetru.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Partea a III-a

1. Puneţi o folie netedă de aluminiu deasupra globului.

2. Apropiaţi de aceasta un obiect ascuţit, cum ar fi un cuţit sau o cheie. Ce vedeţi? Încercaţi să întindeţi scânteia până la o distanţă de 5-10 mm. Este posibil? Argumentaţi.

3. Aduceţi un tub fluorescent lângă globul de plasmă şi descrieţi ce se întamplă.

4. Ţineţi tubul fluorescent de un capat şi apoi de mijloc. Descrieţi ce se întâmplă. Puteţi să descrieţi comportamentul electric al plasmei pe baza acestor experimente?

5. BIBLIOGRAFIE

1. http://www.powerlabs.org/plasmaglobes.htm#%C2%A0PRINCIPLE%20OF%20OPERATION
2. http://bogard.110mb.com/Plasmaglobe.htm
3. http://www.waynesthisandthat.com/plasmaballs2.htm
4. http://uw.physics.wisc.edu/~wonders/PlasmaBallActivity.pdf

6. OBSERVATII

1. La suprafaţa globului de plasmă, după câteva minute de funcţionare, se formează un strat de ozon. Acest strat de ozon poate fi mai dens dacă se atinge suprafaţa lămpii cu un obiect din metal sau chiar cu mâna.

2. De asemenea, datorită frecvenţei mari pe care operează lămpile globulare cu plasmă, pot perturba funcţionarea telefoanelor mobile. Astfel, dacă se lasă un telefon mobil în apropierea unei astfel de lămpi, după un anumit timp de funcţionare, tastarea unui anumit număr poate avea ca afect apelarea unui alt număr, absolut aleatoriu.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 14

TRATAREA DIFERITELOR SUPRAFEȚE CU AJUTORUL DESCĂRCĂRII CU BARIERĂ DE DIELECTRIC

1. NOȚIUNI INTRODUCTIVE

Descărcarea cu barieră de dielectric (**DBD**) se obține prin aplicarea unui impuls de tensiune înaltă la bornele a doi electrozi cel puțin unul dintre ei fiind acoperit cu un material dielectric care permite evitarea trecerii la descărcarea în regim de arc.

Distanța dintre cei doi electrozi incluzând și grosimea dielectricului de câțiva milimetri. Fără condiții de excitare speciale, plasma unei descărcări cu barieră de dielectric este foarte neomogenă în spațiul dintre electrozi. În anumite condiții însă, cum ar fi funcționarea descărcării la frecvență înaltă permite tratarea omogenă a volumului de gaz care circulă în sistem.

Descărcarea cu barieră de dielectric poate apărea în diferite configurații, în funcție de scopul aplicativ urmărit. Cel puțin unul dintre electrozii acestor geometrii este acoperit cu o barieră de dielectric izolatoare. În mod uzual descărcarea cu barieră cu dielectric (DBD) operează în configurația plan – paralelă sau cilindrică, situații prezentate în **Fig. 14.1**. Configurația plan – paralelă este utilizată pentru tratatea suprafețelor ușor deplasabile sau a filmelor, în timp ce configurația cilindrică (în volum) este folosită în special pentru tratarea aerului în vederea obținerii ozonului.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

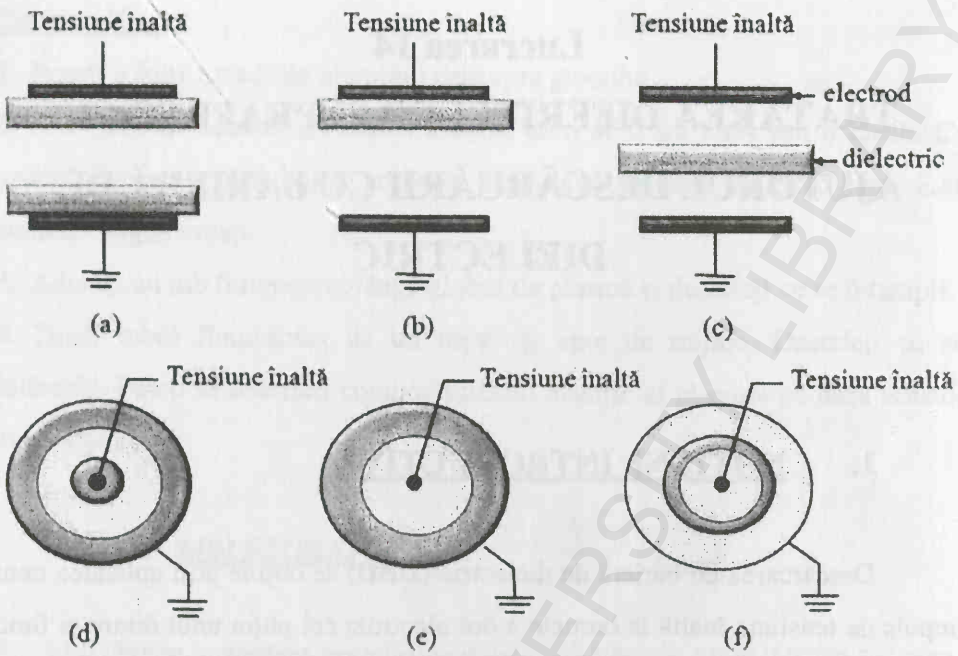


Fig. 14.1. Reprezentarea configurațiilor plan – paralelă și cilindrică

În afară de configurațiile standard prezentate mai sus, în literatura de specialitate au apărut și alte configurații posibile:

- descărcarea cu barieră de dielectric la suprafață (DCSBD);
- descărcarea cu barieră de dielectric de tip „ac";
- descărcarea cu barieră de dielectric coplanară.

Proprietățile descărcării prin barieră de dielectric la suprafață (DCSBD) sunt:

- omogenitatea plasmei crește o dată cu creșterea densității de putere, astfel încât sursele de plasmă prin barieră de dielectric sunt mai performante decât sursele de plasmă cu temperatură scăzută deja existente;
- densitatea de putere a stratului subțire de plasmă obținută prin DCSBD poate ajunge la valoarea de 100 W/cm^3, ceea ce reprezintă cea mai mare valoare a densității de putere a plasmei față de sursele de plasmă cu DBD folosite până în prezent;

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

➢ plasma macroscopică uniformă cu o valoare mare a densitaţii de putere poate fi obţinută în orice amestec de gaze reactive, la presiune atmosferică;

➢ contactul ţesutului uman cu sistemul de electrozi şi plasma prin barieră de dielectric cu densitate ridicată nu este periculoasă, dar este neplăcută.

2. SCOPUL LUCRĂRII

În lucrarea de faţă se va studia modul în care operează sistemul numit DCSBD (Diffuse Coplanar Surface Barrier Discharge) adică Descărcarea cu barieră de dielectric la suprafaţă în configuraţia difuză coplanară, aplicat la tratarea diferitelor suprafeţe (hârtie, textile, polimeri).

3. MONTAJULUI EXPERIMENTAL

Tratarea diferitelor suprafeţe cu ajutorul sistemului DCSBD la presiune atmosferică se face cu ajutorul aparatului primit de la Universitatea Masaryk, Brno – Cehia. În **Fig. 14.2** este prezentată fotografia aparatului.

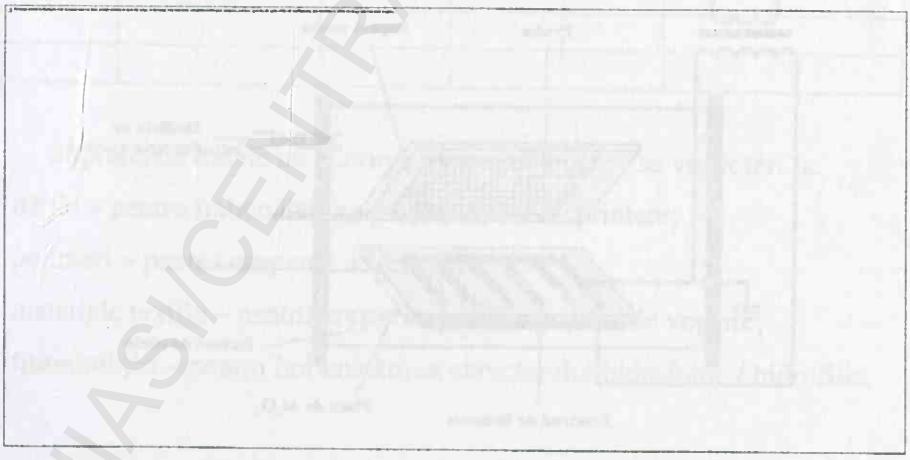


Fig. 14.2. Dispozitivul experimental - vedere de ansamblu (stânga) şi vedere în interior (dreapta)

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Schema de principiu este redată în **Fig. 14.3**, în care se prezintă aranjamentul experimental al electrozilor. În acest tip de configurație, electrozii sunt separați de o placă de dielectric din alumină (Al_2O_3) cu dimensiunea de 100 x 100 mm^2 și cu o grosime de 0,5 mm. Placa de alumină prezintă un sistem de electrozi pe ambele părți: la partea superioară un sistem de electrozi de descărcare iar la partea inferioară un electrod de inducție.

Sistemul electrodic de descărcare constă dintr-un număr de 25 de elemente din wolfram de 1 mm lățime, 50 μm grosime și 80 mm lungime, aflați la o distanță de 3 mm unul de celălalt. Electrodul de inducție, realizat de asemenea din wolfram, cu dimensiunea de 90 x 90 mm^2 și de 10 μm grosime are rolul de a produce componenta tangențială a câmpului electric pe suprafața superioară a lamelei de dielectric.

Reactorul este prevăzut cu un clopot de sticlă ușor detașabil care permite realizarea procesului de tratare la presiune atmosferică în aer sau în alte gaze. Sistemul prevede posibilitatea de variație a intensității curentului în timpul descărcării.

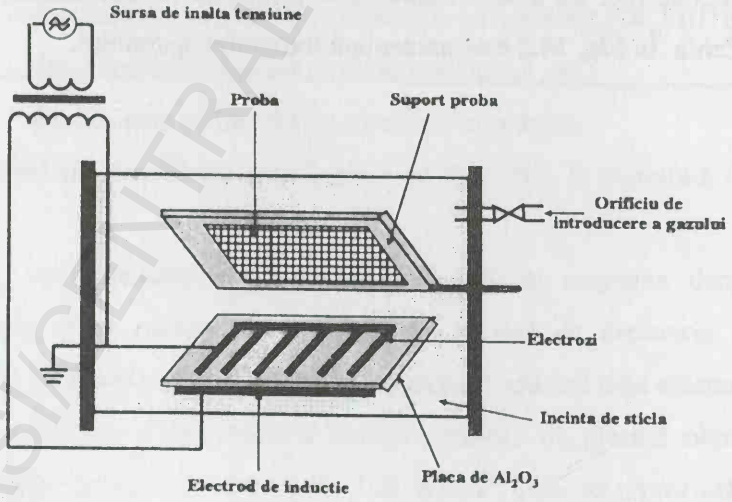


Fig. 14.3. Schema de principiu a configurației DCSBD

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Acest sistem (SDBD) s-a dovedit a fi foarte eficient în producerea de ozon cu densitate ridicată şi în descompunerea gazelor organice ce contaminează aerul.

4. MODUL DE LUCRU

În acest scop se vor efectua următoarele operaţii:

1. Se pregătesc suprafeţele care vor fi tratate cu DCSBD;
2. Se fixează proba pe elementul mobil al aparatului;
3. Se stabilesc timpii de tratare a suprafeţelor;
4. Se conectează dispozitivul la sursa de tensiune;
5. Se reglează intensitatea curentului pentru a se obţine o descărcare omogenă şi uniformă;
6. Datele obtinute se trec în următorul tabel.

Nr. Crt.	Suprafaţa	Timp de tratare (s)			Observaţii

Suprafeţele tratate cu ajutorul acestui dispozitiv se vor referi la:

- hârtie – pentru îmbunătăţirea proprietăţilor de printare;
- polimeri – pentru creşterea aderenţei;
- materiale textile – pentru creşterea performanţelor de vopsire;
- filme subţiri – pentru îmbunătăţirea caracterului hidrofobic / hidrofilic.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

5. BIBLIOGRAFIE

1. M. SIMOR, J. RAHEL, M. CERNAK, J. IMAHORI, M. STEFECKA, M. KANDO, "Atmospheric – pressure plasma treatment of polyester nonwovwn fabrics for electroless plating", Surf. and Coat. Techn. 172, 1 - 6, 2003

2. J. RAHEL, M. SIMOR, M. CERNAK, M. STEFECKA, J. IMAHORI, M. KANDO, "Hydrophylization of polypropylene nonwoven fabric using surface barrier discharge", Surf. and Coat. Techn. 169-170, 604 – 608, 2003

6. OBSERVAŢII

Acest tip de descărcare operează la presiune atmosferică, fără intermediul nici unui element de realizare a vidului, ceea ce conferă independenţă dispozitivului DCSBD şi o eficienţă maximă.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

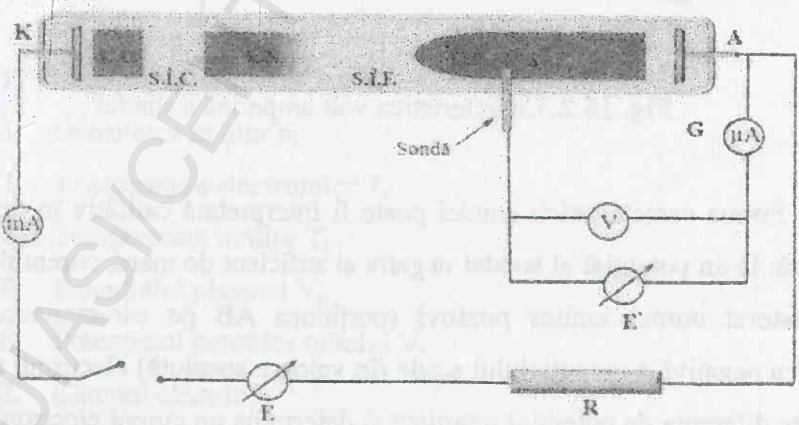
Lucrarea 15

DIAGNOSTICAREA PLASMEI PRIN METODA SONDEI ELECTRICE

1. NOTIUNI INTRODUCTIVE

Ideea de a folosi sondele în obținerea unor parametri intrinseci ai plasmei își are probabil originea în tehnicile mai vechi folosite de cercetători pentru determinarea suprafețelor echipotențiale din electroliți. Propusă și adaptată pentru studiul plasmei de către Mott-Smith și Langmuir (1924), tehnica de sondă a devenit una dintre cele mai folosite metode de diagnosticare.

Sonda electrică sau sonda Langmuir este un electrod metalic de dimensiuni mici, submilimetrice, de formă plană, sferică sau cilindrică, introdus într-un anumit punct al plasmei, care are un anumit potențial V_p. Folosind un circuit electric de forma arătată în **Fig. 15.1**, unde în tubul experimental sunt figurate zonele luminoase și întunecoase specifice, potențialul sondei V poate fi făcut mai mic sau mai mare decât potențialul locului (potențialul plasmei) V_p.



BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Fig. 15.1. Schema electrică utilizată pentru studiul parametrilor plasmei

Dacă circuitul de sondă cuprinde sonda S, regiunea de plasmă mărginită de sondă şi anod, anodul A şi sursa de tensiune variabilă E', prin variaţia tensiunii sondă-anod (care corespunde unei variaţii de tensiune sondă-plasmă) prin circuitul de sondă va trece un curent electric continuu variabil, care poate fi înregistrat cu un microampermetru G. (**Fig. 15.1**)

Dacă reprezentarea curentului electric i se face în funcţie de tensiunea sondei V, caracteristica de sondă va avea forma dată în **Fig. 15.2**, aşa numita caracteristică volt - amperică a sondei.

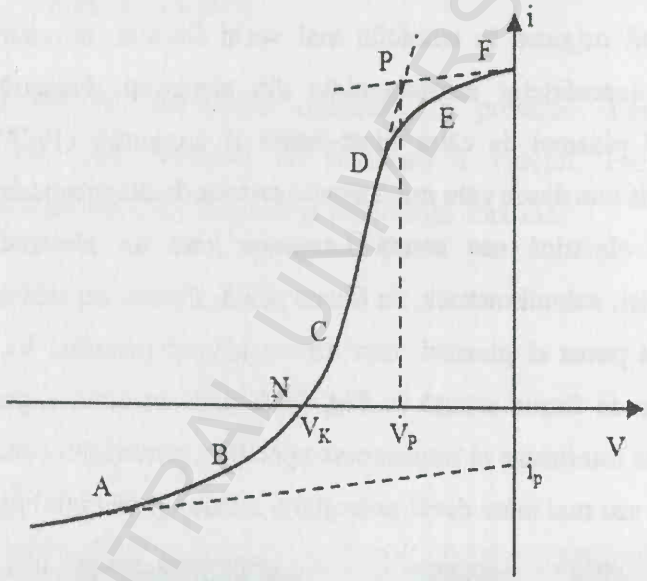


Fig. 15.2. Caracteristica volt amperică a sondei

Forma caracteristicii sondei poate fi interpretată calitativ în următoarea manieră: la un potenţial al sondei negativ şi suficient de mare, curentul la sondă este datorat numai ionilor pozitivi (porţiunea AB pe caracteristică). Când valoarea negativă a potenţialului scade (în valoare absolută) electronii rapizi pot străbate diferenţa de potenţial retardant şi determină un curent electronic care se suprapune peste cel ionic. Potenţialul sondei V_N corespunzător punctului N,

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

pentru care curentul electric total din circuitul de sondă este egal cu zero se numeşte **potenţialul flotant**. El corespunde potenţialului unei sonde izolate introduse în plasmă în punctul respectiv.

Prin descreşterea în continuare a potenţialului V al sondei, curentul din circuitul de sondă creşte rapid (porţiunea CD).

În această regiune, valoarea numerică a curentului electronic este mult mai mare decât valoarea numerică a curentului ionic. Totuşi, trebuie avut în vedere că şi în această regiune CD a caracteristicii de sondă potenţialul sondei este retardant faţă de electroni. Se ajunge la un potenţial V_p, egal cu potenţialul plasmei în punctul în care s-a introdus sonda, pentru care deplasarea electronilor şi a ionilor către sondă se face liber corespunzător temperaturii electronilor T_e şi a temperaturii ionilor T_i. Deoarece $T_e >> T_i$, numărul electronilor care cad pe sondă este mult mai mare decât numărul ionilor, raportându-se la acelaşi interval de timp. Când valoarea potenţialului depăşeşte valoarea V_p, potenţialul sondei este accelerator pentru electroni, iar legea care guvernează creşterea curentului se schimbă (porţiunea EF).

Dacă se lucrează în anumite condiţii, pot fi obţinute situaţii în care sonda determină numai o perturbaţie locală şi limitată a plasmei fără să afecteze mărimile ce trebuie măsurate. Folosirea sondei devine astfel una din puţinele metode care permit determinarea locală a mărimilor de interes în fizica plasmei ca:

1. Densitatea electronilor n_e
2. Densitatea ionilor n_i
3. Temperatura electronilor T_e
4. Temperatura ionilor T_i
5. Potenţialul plasmei V_p
6. Potenţialul pereţilor tubului V_t
7. Câmpul electric E
8. Distribuţia spaţială a potenţialului V(r)

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

9. Distribuţia energetică a purtătorilor de sarcină n(v)

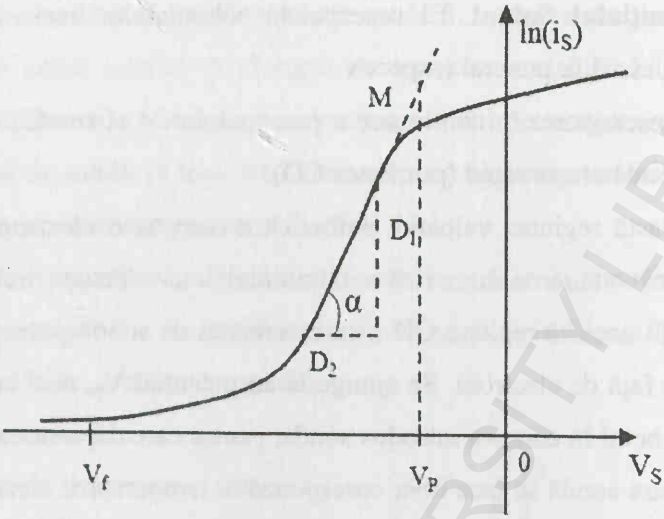


Fig. 15.3 Caracteristica volt-amperică a sondei în scară logaritmică

Din porţiunea liniară a caracteristicii de sondă se determină temperatura electronilor T_e, cu ajutorul relaţiei:

$$i_s = i_0 exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) \quad (1)$$

care prin logaritmare poate fi scrisă:

$$\ln i_s = const - \frac{eV}{kT_e} \quad (2)$$

Deci, din caracteristica volt-amperică a sondei în scară logaritmică **(Fig. 15.3)** poate fi determinată temperatura electrozilor T_e:

$$T_e = -\frac{e}{k}\frac{\Delta U}{\Delta(\ln i_s)} \quad (3)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

unde ΔU este variația de tensiune (înregistrată cu ajutorul voltmetrului) căreia îi corespunde o variație a curentului $\Delta(\ln i_s)$.

Deoarece coeficientul unghiular al dreptei descrisă de ecuația de mai sus este $\frac{e}{kT_e}$, temperatura electronică se va calcula potrivit relației:

$$tg\alpha = \frac{\Delta 1}{\Delta 2} = \frac{e}{kT_e} \tag{4}$$

unde $tg\alpha$ este panta porțiunii liniare a caracteristicii voltamperice.

Folosind valorile: $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K și e = $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C, relația devine:

$$T_e \cong \frac{11600}{tg\alpha} \tag{5}$$

Când potențialul sondei față de anod devine egal cu potențialul plasmei, din valoarea curentului de sondă se determină concentrația electronilor. Prin extrapolare, așa cum se arată în **Fig. 15.3**, abscisa punctului M reprezintă potențialul locului V_p, ordonata este $\ln(i_e)$, unde i_e este curentul electric de saturație:

$$i_e = j_e \cdot A = \frac{en_e \cdot \overrightarrow{v_e}}{4} = enA\sqrt{\frac{k\,T_e}{2\pi m}} \tag{6}$$

unde A este aria stratului de perturbare, care poate fi luată în prima aproximație egală cu aria sondei, iar $\overrightarrow{v_e}$ este viteza medie a electronilor.

Introducând curentul de saturație citit pe grafic și temperatura electronică determinată anterior se calculează concentrația n_e a electronilor din plasma neperturbată.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2. SCOPUL LUCRĂRII

Lucrarea urmăreşte determinarea cu ajutorul sondei electrice a doi parametri ai plasmei:

a) Temperatura electronilor T_e;

b) Densitatea electronilor n_e.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Experimentul se va efectua pentru plasma coloanei pozitive a unei descărcări în aer la presiune joasă. La capetele tubului de descărcare sunt introduşi doi electrozi cu profil Rogowschi, iar în apropierea anodului este introdusă, prin peretele lateral, o sondă cilindrică S, din wolfram (**Fig. 15.4**). Sonda este plasată pe axa de simetrie a tubului de descărcare.

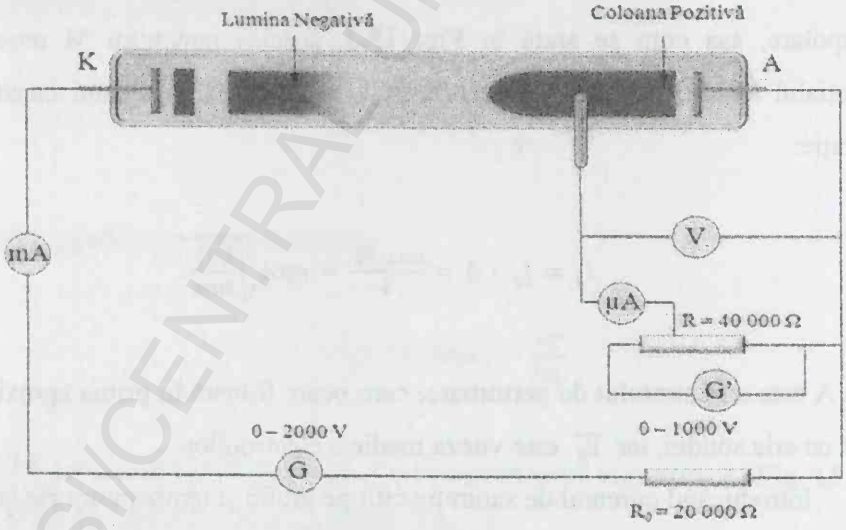


Fig. 15.4. Schema electrică pentru circuitul de sondă în ansamblul experimental

Generatorul de tensiune înaltă din circuitul de descărcare trebuie să asigure tensiunea maximă în gol de cel puţin 1500-2000V, iar tensiunea de

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

sarcină de cel puţin 400-500V, la curenţi de descărcare de ordinul mA sau zecilor de mA. Generatorul din circuitul sondei trebuie sa furnizeze o tensiune continuă, stabilizată, care poate fi variată între 0-600V. Tensiunile V_s aplicate sondei se variază prin intermediul unui montaj potenţiometric.

După stabilizarea descărcării, se poziţionează sonda şi se trasează caracteristica voltamperică de forma arătată în **Fig. 15.3**. Aceasta se obţine prin varierea tensiunii sondă-catod şi înregistrarea curentului de sondă cu ajutorul microampermetrului. Curenţii de sondă variază pe un domeniu de 2-3 ordine de mărime pentru intervalul uzual de tensiunii V_s aplicat sondei.

4. MODUL DE LUCRU

1. Se aplică sondei S o tensiune negativă faţă de anod de aproximativ 150V pentru a nu pune sonda într-un curent electronic prea puternic în momentul amorsării descărcării.

2. Se aplică tensiune pe electrozi şi se creşte tensiunea până se aprinde descărcarea în tubul experimental, în care presiunea este de 10^{-3} torr.

3. Se variază tensiunea de ardere a descărcării astfel încât coloana pozitivă să fie omogenă (nestratificată), iar sonda să se afle cel puţin cu 2-3 cm în interiorul coloanei pozitive.

4. Se variază tensiunea V_s aplicată sondei până când intensitatea i a curentului de sondă devine $i_s = 0$. La acest potenţial $V_s = V_f$ (potenţialul flotant) componentele electronică şi ionică ale curentului sunt egale, curentul total fiind nul. Micşorând lent potenţialul V_s al sondei, curentul i_s e dominant de componenta electronică şi creşte exponenţial cu scăderea lui V_s.

5. Se notează valorile pentru V_s şi respectiv i_s în următorul tabel:

V_s (V)	
I_s (mA)	

B.C.U. „M. EMINESCU" IAŞI

6. Se trasează caracteristica volt-amperică în scară semilogaritmică, ce va avea forma ca cea din **Fig. 15.3**.

7. Se determină temperatura electronică din relaţia (5) după estimarea pantei corespunzătoare graficului.

8. Se calculează concentraţia n_e a electronilor pe baza relaţiei (6).

5. BIBLIOGRAFIE

1. GH. POPA, L. SIRGHI, „Bazele fizicii plasmei", Ed. Univ. „Al. I. Cuza", Iaşi, 2000

2. R. H. HUDDLESTONE, S. L. LEONARD, "Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press, New York, 1965

3. C. CIOBOTARU, V. COVLEA, C. BILOIU, "Gaze ionizate. Lucrări de laborator", Universitatea Bucureşti, 1992

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 16

MISCAREA PARTICULELOR ÎN CÂMP MAGNETIC STATIC ŞI UNIFORM

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Fie o particulă de masă m şi sarcină q ce pătrunde cu viteza $\vec{v}$ într-un câmp magnetic static şi uniform de inducţie $\vec{B}_o$. Ecuaţia generală de mişcare a particulei sub acţiunea forţei Lorentz este:

$$m\vec{v} = q\vec{v} \times \vec{B}_o \tag{1}$$

Integrând ecuaţia (1) se obţine viteza în orice moment precum şi traiectoria particulei. Fără a obţine ecuaţia analitică a traiectoriei particulei se poate ajunge la un rezultat calitativ prin următoarea observaţie.

Fie două componente ale vitezei particulei $\vec{v}_{II}$ paralelă cu direcţia câmpului magnetic şi $\vec{v}_I$ într-un plan perpendicular pe $\vec{B}_0$ adică:

$$\vec{v} = \vec{v}_{II} + \vec{v}_I \tag{2}$$

Deoarece $\vec{v}_{II} \times \vec{B}_o = 0$ rezultă că particula nu suferă nici o acţiune în direcţia câmpului magnetic şi ea se deplasează uniform cu viteza $\vec{v}_{II}$ de-a lungul liniilor de câmp. Totodată, ţinând seama de (2) ecuaţia generală de mişcare (1) devine:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$m\vec{v}_1 = q\vec{v}_1 \times \vec{B}_0 \tag{3}$$

Deoarece $q \cdot \vec{v}_1 \times \vec{B}_0$ este în permanență perpendiculară pe direcția câmpului magnetic $\vec{B}_0$ şi a componentei $\vec{v}_1$ a vitezei particulei, înseamnă că ea acționează ca o forță centripedă. Această forță determină o traiectorie circulară a particulei într-un plan perpendicular pe direcția câmpului magnetic.

Pulsația mişcării circulare este:

$$\omega_c = \frac{qB_0}{m} \tag{4}$$

numită **pulsație ciclotronică** sau **Larmor**.

Raza de girație este:

$$a_c = \frac{v_1}{w_c} = \frac{mv_1}{qB_0} \tag{5}$$

Centrul cercului de girație poartă numele de centru de ghidare. Reunind cele două proiecții ale mişcării, circulară în planul perpendicular pe direcția câmpului magnetic, rectilinie şi uniformă în lungul direcției câmpului magnetic, rezultă o mişcare elicoidală. Pasul elicei este dat de spațiul parcurs de pelicură în lungul liniei de câmp magnetic cu viteza v_{II} intr-un timp egal cu o perioadă Larmor, adică:

$$h = v_{II} \cdot \frac{2\pi}{w_c} = 2\pi \frac{mv_{II}}{qB_0} \tag{6}$$

Raportul dintre raza elicei şi pasul ei este:

$$\frac{a_c}{h} = \frac{v_\perp}{2\pi v_{II}} \tag{7}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

În **Fig. 16.1** este prezentată grafic o astfel de traiectorie elicoidală a unui electron.

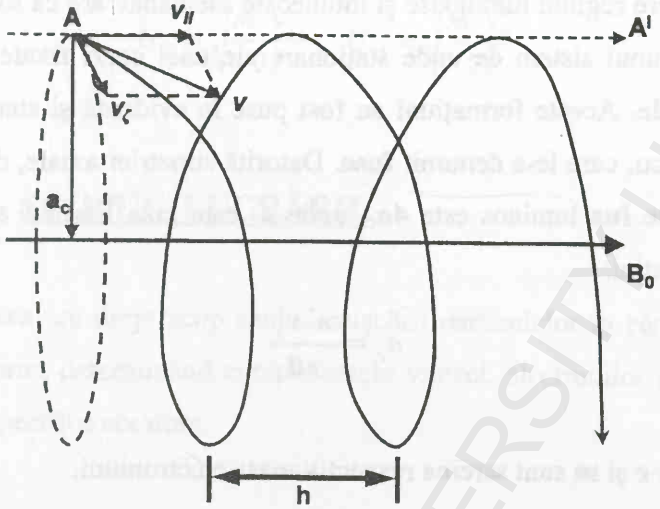


Fig. 16.1. Traiectoria elicoidală a unui electron

De observat că o particulă care pătrunde în câmp într-un punct *A* aflat pe o linie de câmp magnetic (AA^I) va întâlni aceeaşi linie de câmp după perioada Larmor la o distanţă *h* de punctul anterior.

Din aceste observaţii rezultă o concluzie importantă şi anume: dacă există o sursă punctiformă de particule monoenergetice aflată pe o linie de câmp, particulele emise după direcţii ce fac acelaşi unghi cu linia de câmp se vor întâlni după o distanţă *h* pe aceeaşi linie de câmp.

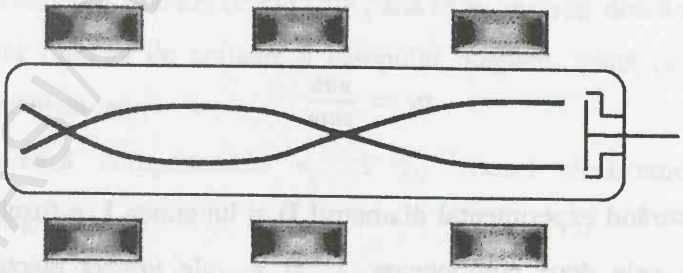


Fig. 16.2. Traiectoria fasciculelor luminoase în prezenţa câmpului magnetic

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Aceşti electroni pătrund în câmpul magnetic axial uniform produs de bobinele Helmholtz şi vor fi focalizaţi periodic pe axul tubului de descărcare. Vor lua naştere regiuni luminoase şi întunecate asemănătoare ca formă ventrelor şi nodurilor unui sistem de unde staţionare ale unei corzi fixate la cele două capete ale sale. Aceste formaţiuni au fost puse în evidenţă şi studiate de acad. Th. V. Ionescu, care le-a denumit **fuse**. Datorită simetriei axiale, diametrul **D** al unui astfel de **fus** luminos este **4a$_c$**, unde **a$_c$** este raza Larmor a electronului, conform ecuaţiei:

$$a_c = \frac{m \cdot v_\perp}{eB} \tag{8}$$

unde: **e** şi **m** sunt sarcina respectiv masa electronului.

Deci:

$$v_\zeta = \frac{DeB}{4m} \tag{9}$$

Lungimea fusului este egală cu pasul unei traiectorii elicoidale şi conform ecuaţiei (6) este dată de:

$$L = 2\pi \frac{m \cdot v_{II}}{eB} \tag{10}$$

astfel încât:

$$v_{\|} = \frac{eBL}{2\pi m} \tag{11}$$

Măsurând experimental diametrul **D** şi lungimea **L** a fusului luminos se pot calcula cele două componente v_ζ şi v_{II} ale vitezei electronilor rapizi,

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

respectiv căderile totale de potenţial care produc aceste componente ale vitezelor, adică:

$$U_{\perp} = \sqrt{\frac{m \cdot v_{\perp}^2}{2e}} \; ; \; U_{II} = \sqrt{\frac{m \cdot v_{II}^2}{2e}} \qquad (12)$$

2. SCOPUL LUCRĂRII

Lucrarea are drept scop studiul mişcării particulelor în câmp magnetic, static şi uniform, determinând componentele vitezei, electronilor şi a căderilor de potenţial specifice acestora.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental este format din trei componente:

a) Sursa de alimentare;

b) Tubul experimental;

c) Magneţii permanenţi.

4. MODUL DE LUCRU

1. Se realizează montajul corespunzător;
2. Se aplică tensiune bobinei de inducţie până ce se aprinde descărcarea;
3. Se variază direcţia de aplicare a câmpului magnetic până ce se observă efectele corespunzătoare;
4. Se calculează componentele v_{ζ} şi v_{II} vitezei electronilor conform formulelor (9) şi (11);
5. Se calculează căderile totale de potenţial care produc aceste componente ale vitezelor conform formulei (12).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

5. BIBLIOGRAFIE

1. G. BRĂTESCU, "Fizica plasmei", Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1970

2. J. R. ROTH, „Industrial Plasma Engineering – Volume 1: Principles", Institute of Physics Publishing, London, 2000

3. GH. POPA, L. SIRGHI, „Bazele fizicii plasmei", Ed. Univ. „Al. I. Cuza", Iaşi, 2000

BCUIASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 17

STUDIUL INFLUENTEI PRESIUNII ASUPRA COLOANEI POZITIVE A PLASMEI

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Coloana pozitivă a plasmei are o luminozitate specifică gazului din interiorul tubului de descărcare, mult mai mare decât cea a luminii catodice.

Din acest motiv lumina coloanei pozitive este folosită frecvent ca izvor luminos, atât pentru scopuri spectroscopice ca şi pentru iluminat (reclame luminoase, surse de luminat, etc).

Coloana pozitivă nu umple întotdeauna uniform secţiunea tubului de descărcare. Din punct de vedere al luminozităţii ea apare mai intensă în axa tubului, fiind înconjurată de un spaţiu mai puţin luminos. În unele cazuri însă, coloana pozitivă se va contracta spre axă, depărtându-se de pereţi, acest lucru observându-se în gazele inerte, în vapori metalici şi în amestecurile acestora.

La presiuni mici temperatura electronilor din coloana pozitivă poate ajunge la câteva zeci de mii de grade. Temperatura gazului electronic depinde de densitatea gazului (adică de drumul liber mijlociu al electronului), de câmpul electric **E** şi de alţi factori. La valori de ordinul zecimilor de Torr, coloana pozitivă ocupă întreaga secţiune a tubului de descărcare.

La presiuni de ordinul atmosferei, coloana pozitivă se prezintă ca un canal foarte îngust şi luminos care devine tot mai luminos şi mai subţire, odată cu creşterea presiunii. Explicarea acestui fenomen se realizează prin cunoaşterea faptului că în jurul axei tubului cilindric temperatura gazului este mai mare decât la pereţi. Această distribuţie a temperaturii face ca densitatea gazului să fie

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

mai mică în jurul axei. În felul acesta, în porţiunea centrală a coloanei pozitive, drumul liber mijlociu ca şi energia electronilor vor creşte, ionizarea devenind mai uşoară. Deoarece densitatea curentului electric creşte, gazul din jurul axei tubului se încălzeşte mai mult, ceea ce produce o concentrare tot mai mare a curentului în această parte centrală a tubului. În acest caz, în părţile centrale ale tubului de descărcare, adică în spaţiul coloanei contractate, temperatura gazului se apropie de temperatura gazului electronic.

Culoarea luminii emise de coloana pozitivă variază în funcţie de condiţiile experimentale, depinzând de natura şi presiunea gazului, precum şi de intensitatea curentului care trece prin ea. În amestecuri gazoase, culoarea coloanei pozitive mai depinde şi de proporţia componentelor în amestec.

Lungimea coloanei pozitive variază atunci când se modifică distanţa dintre electrozi. Dacă sursa de tensiune permite susţinerea descărcării la distanţe interelectrodice mari, coloana pozitivă se poate „alungi" în mod corespunzător. Dacă distanţa este micşorată foarte mult, prima regiune luminoasă care va dispare complet într-o descărcare luminescentă la presiune redusă va fi coloana pozitivă, rămânând lumina negativă. Dacă şi aceasta din urmă dispare, descărcarea se stinge.

Mecanismul cinetic al electronilor şi al fenomenului de excitare este destul de complicat şi în general schimbările care pot fi provocate în spectru prin variaţia unor parametrii caracteristici pentru descărcare sunt destul de greu de apreciat. Se pot preciza în această privinţă doar anumite fapte experimentale.

Toate aceste procese elementare intrând simultan în acţiune, se va putea stabili un echilibru între ele, care corespunde condiţiilor date de descărcare. Acest echilibru se va stabili cu atât mai repede cu cât viaţa medie a atomilor excitaţi este mai mare. Odată cu creşterea presiunii, aceste procese se înmulţesc tot mai mult, deoarece schimbul de energie între atomii excitaţi şi electroni creşte tot mai mult.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Aceste indicații sumare cu privire la emisia luminii din coloana pozitivă sunt necesare pentru a da o vedere generală asupra proceselor elementare care au loc în această parte a descărcării luminescente.

2. SCOPUL LUCRĂRII

În această lucrare se va studia modul cum unul dintre parametrii, și anume presiunea, influențează aspectul coloanei pozitive într-o descărcare în plasmă.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental (**Fig. 17.1**) cuprinde următoarele elemente:

1. Sistemul electric de alimentare;
2. Cadrul din lemn în care se află fixate tuburile experimentale la diferite presiuni;
3. Conexiuni electrice rezistente la tensiuni înalte.

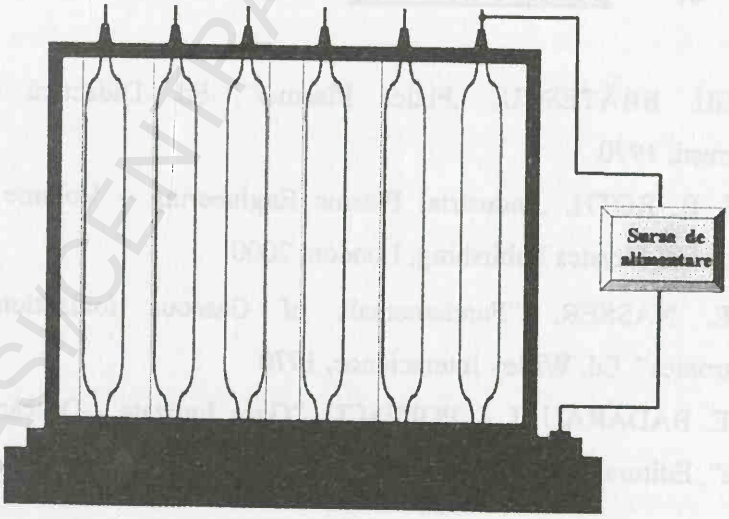


Fig. 17.1 Ansamblul experimental

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

4. MODUL DE LUCRU

Studiul influenţei valorii presiunii asupra coloanei pozitive a plasmei implică următoarele etape de lucru:

1. Se va realiza montajul din figură.
2. Se pun în contact electrozii corespunzători pentru fiecare tub Priesller în parte.
3. Se notează presiunea din tuburile corespunzătoare.
4. Se aprinde descărcarea în fiecare tub în parte.
5. Se observă cum la presiuni mici coloana pozitivă luminescentă umple întreaga secţiune a tubului de descărcare, în timp ce odată cu creşterea presiunii, coloana se îngustează, desprinzându-se de pereţii tubului, iar la presiuni de ordinul atmosferei, coloana pozitivă devine o tijă foarte îngustă, cu luminozitate foarte puternică. (coloana filiformă)
6. Se notează culoarea corespunzătoare fiecărei descărcări la presiunile corespunzătoare.

5. BIBLIOGRAFIE

1. GH. BRĂTESCU, „Fizica Plasmei", Ed. Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1970
2. J. R. ROTH, „Industrial Plasma Engineering – Volume 1: Principles", Institute of Physics Publishing, London, 2000
3. E. NASSER, "Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics", Ed. Willey Interscience, 1970
4. E. BADARAU, I. I. POPESCU, "Gaze Ionizate - Descărcări electrice în Gaze", Editura Tehnică, Bucureşti, 1965

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

6. OBSERVAŢII

Există un anumit domeniu de presiuni la care se constată apariţia unor formaţiuni luminoase despărţite de spaţiile întunecoase, numite *striaţii*. Acestea pot fi staţionare sau mobile mişcându-se cu viteze de ordinul 10^4 cm/s având frecvenţe de 10^3 Hz şi o lungime de undă de ordinul diametrului tubului. Studiul acestor striaţii este de importanţa majoră în special pentru diagnosticarea plasmei coloanei pozitive.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 18

DETERMINAREA FUNCȚIEI DE DISTRIBUȚIE DUPĂ ENERGII A ELECTRONILOR PRIN METODA TANGENTEI

1. NOȚIUNI INTRODUCTIVE

Primele observații ale lui Langmuir au sugerat faptul că, prin prelucrarea curbei caracteristicii de sondă, în regiunea dintre cele două regimuri de saturație (saturația curentului ionic și saturația curentului electronic) se poate găsi forma funcției de distribuție a electronilor după energii.

Metoda de determinare a acestei funcții în plasma unei descărcări în gaze atribuită lui Medicus se bazează pe faptul că, o creștere Δj a densității curentului electronic de sondă, corespunzătoare unei variații ΔU a tensiunii, retardantă pentru electroni, aplicată între sondă și anod, se datorează electronilor a căror energie cinetică este echivalentă unei tensiuni cuprinse între U și ΔU.

Densitatea curentului electronic la suprafața unei sonde plane de dimensiuni mici, aflată la un potențial egal cu cel al plasmei este:

$$j_0 = \frac{nev_0}{4}\int sin\theta\, d\Omega = \frac{nev_0}{4}\int_0^{\frac{\pi}{2}} sin\theta\, cos\theta\, d\theta = \frac{nev_0}{4} \qquad (1)$$

în care am folosit faptul că: $d\Omega = cos\theta\, d\theta$.

Dacă la suprafața sondei există un strat de sarcină spațială pe care cade o diferență de potențial V, repulsivă pentru electroni, la sondă vor putea ajunge

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

numai acei electroni a căror componentă a vitezei, perpendiculară pe suprafața sondei $v_\perp$ este suficient de mare pentru a învinge potențialul întârzietor:

$$v_\perp = v_0 sin\theta \geq \sqrt{\frac{2eV}{m}} \qquad (2)$$

Dacă $v_0 = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}$, condiția se mai scrie:

$$sin\theta \geq \left(\frac{V}{U}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (3)$$

Densitatea curentului electronic la suprafața sondei va fi:

$$j_0 = \frac{nev_0}{2}\int_{sin\theta=\left(\frac{V}{U}\right)^{\frac{1}{2}}}^{sin\theta=1} sin\theta\, d(sin\theta) = \frac{nev_0}{4}\left(1-\frac{V}{U}\right) = \frac{ne}{4}\left(\frac{2eU}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1-\frac{V}{U}\right) \qquad (4)$$

Se observă deci că $j = j_0 = \frac{nev_0}{4}$, când $v = 0$, deci când în fața sondei nu se formează stratul de sarcină spațială, sonda având un potențial egal cu cel al plasmei. Începând de la această valoare maximă, densitatea curentului de sondă scade liniar, devenind zero pentru $V = U$ (**Fig. 18.1**).

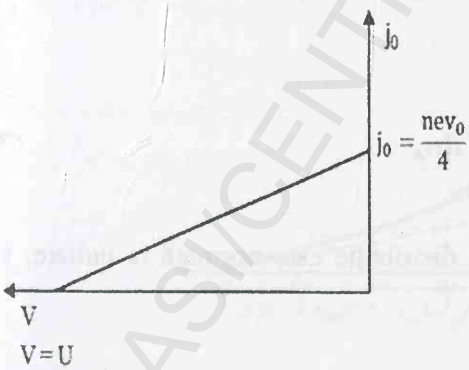


Fig. 18.1. Variația densității curentului electronic la suprafața sondei

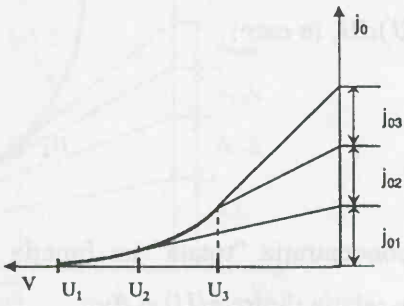


Fig. 18.2. Divizarea sondei caracteristice de sondă (v = 3)

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Considerăm că vitezele electronilor plasmei au o serie de valori discrete $v_1, v_2, ..., v_v$. În acord cu relația (1) fiecărei viteze îi corespunde o tensiune U_v, pentru care j = 0. Dacă vom considera concentrațiile corespunzătoare acestor viteze ca fiind $n_1, n_2, ..., n_v$, curba caracteristică de sondă va putea fi reprezentată ca o sumă de v termeni. De exemplu, pentru v = 3, caracteristica o putem considera ca rezultând din "racordarea" a trei porțiuni (trepte) liniare, a căror pantă crește începând cu grupul de electroni care are viteza cea mai mare (**Fig. 18.2.**).

Densitatea curentului de sondă, pentru v = 0, va fi:

$$j_{0t} = \frac{1}{4}\sum_{v=1}^{3} n_v e v_v \tag{5}$$

Să considerăm acum funcția de distribuție după viteze a electronilor $f(v_e)$ corespunzătoare unei funcții de distribuție după energia $g(U)$.

$$\text{Deoarece } \frac{1}{2}m_e v_e^2 = eU \Rightarrow \frac{dv_e}{dU} = \frac{e}{m_e v_e} \tag{6}$$

Folosind aceste egalități, precum și definiția $dn_e = n_t f(v_e) dv_e = n_t g(U) dU$, în care:

$$n_t = \int_0^\infty dn_e \tag{7}$$

este concentrația "totală" iar funcția de distribuție este normată la unitate, se obține relația dintre $g(U)$ și $f(v)$:

$$g(U) = f(v_e)\frac{dv_e}{dU} = f\left(\frac{2eU}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{e}{m_e}\left(\frac{m_e}{2eU}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{e}{2m_e}\right)^{\frac{1}{2}} f\left(\frac{2eU}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{U^{\frac{1}{2}}} \tag{8}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Şi

$$f(v) = g(U)\frac{dU}{dv_e} = \frac{m_e v_e}{e} g(U) = \left(\frac{2m_e}{e}\right)^{\frac{1}{2}} g(U) U^{\frac{1}{2}} \tag{9}$$

Concentraţia electronilor, corespunzătoare unor trepte este:

$$\Delta n_e = n_t g(U) \Delta U \tag{10}$$

iar contribuţia $\Delta_v j$ a celei de-a v-a trepte la densitatea curentului electronic de sondă, va fi dată, conform relaţiei (4) de expresia:

$$\Delta_v j = \frac{n_t}{4} e \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} U^{\frac{1}{2}} g(U) \left(1 - \frac{V}{U}\right) \Delta_v U \tag{11}$$

pentru v=0 (sonda la potenţial egal cu al plasmei):

$$\Delta_v j = \Delta_v j_0 = \frac{n_t}{4} \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} U^{\frac{1}{2}} g(U) \Delta_v U \tag{12}$$

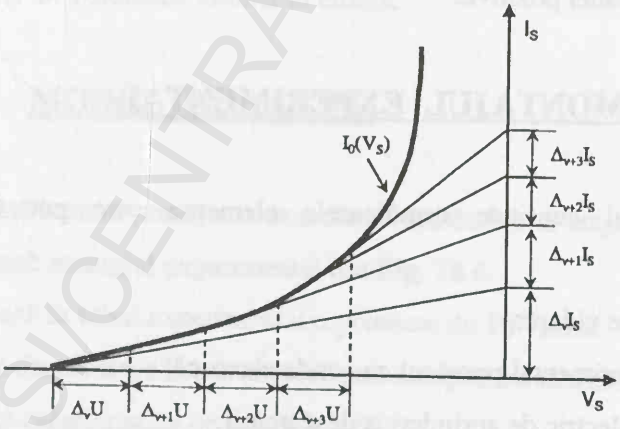


Fig. 18.3. Divizarea curbei caracteristice de sondă pentru mai multe intervale

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Superpoziția unui număr mare de termeni de forma (12) conduce la obținerea curbei caracteristice de sondă, ca în **Fig. 18.3**.

Relația (12) poate fi utilizată pentru găsirea lui g(U) din curba caracteristică de sondă. Din relația (12) se observă că:

$$g(U) \approx \frac{1}{U^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta U} \tag{13}$$

Ceea ce se poate exprima astfel: pentru o caracteristică data *I(U)* funcția de distribuție după energii *g(U)* în intervalul ΔU este proporțională cu raportul dintre distanța ΔI tăiată de tangentele duse la curba caracteristică prin punctele corespunzătoare intervalului ΔU și produsul $U^{\frac{1}{2}}\Delta U$.

2. SCOPUL LUCRĂRII

Lucrarea îşi propune să evalueze funcția de distribuție după energii a electronilor utilizând metoda tangentei aplicată la curba caracteristică a sondei din plasma coloanei pozitive.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul cuprinde următoarele elemente care pot fi identificate în **Fig. 18.4**:

1. Sistemul de vidare;
2. Tubul experimental prevăzut cu sonda electrică;
3. Circuitul electric de aprindere a descărcării;
4. Circuitul electric pentru realizarea caracteristicii de sondă.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

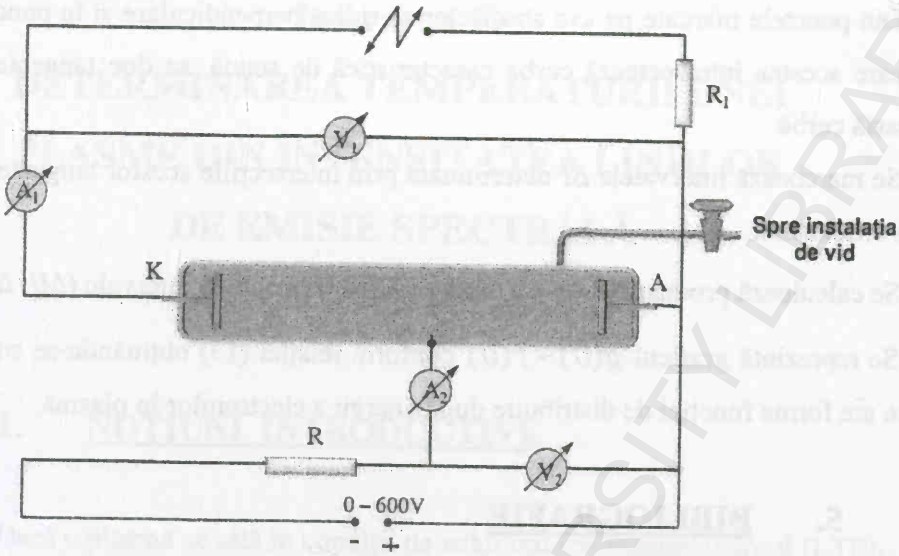


Fig. 18.4. Montajul experimental

Generatorul de tensiune trebuie să furnizeze o tensiune variabilă de 2 - 3 KV. Rezistenţele vor fi limitatoare de curent, iar circuitul de sondă va fi alimentat de la o sursă de tensiune continuă, variabilă (0-600 V) cu un ampermetru şi un voltmetru montat în circuit.

4. MODUL DE LUCRU

Această lucrare presupune executarea următoarelor etape de lucru:

1. Se realizează montajul experimental din **Fig. 18.4**.
2. Se realizează în tubul experimental o presiune de 10^{-2} mbar.
3. Se aprinde descărcarea în aer la presiunea menţionată mai sus.
4. Se trasează caracteristica de sondă $I_s = f(U_s)$.
5. Se divizează axa absciselor în intervale egale între ele.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

6. Din punctele marcate pe axa absciselor se ridică perpendiculare şi în punctul în care acestea intersectează curba caracteristică de sondă, se duc tangente la această curbă.

7. Se marchează intervalele ΔI determinată prin intersecţiile acestor tangente cu axa ordonatelor.

8. Se calculează produsul $\frac{1}{U^{1/2}} \cdot \frac{\Delta I}{\Delta U}$ pentru fiecare pereche de intervale (ΔU, ΔI).

9. Se reprezintă graficul $g(U) \sim f(U)$ conform relaţiei (13) obţinându-se curba care are forma funcţiei de distribuţie după energii a electronilor în plasmă.

5. BIBLIOGRAFIE

1. G. MEDICUS, J. Appl. Phys., vol. 27, 10, 1242, 1956
2. M. TOMA, "Lucrări practice de cinetică şi dinamică a plasmei", Univ. A. I. Cuza, Iaşi, 1983

6. OBSERVAŢII

Precizia de a obţinere a curbei ca funcţie de distribuţie după energii a electronilor prin această metodă poate suferi erori datorate influenţei curentului ionic sau datorate exactităţii trasării tangentelor.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 19

DETERMINAREA TEMPERATURII UNEI PLASME DIN INTENSITATEA LINIILOR DE EMISIE SPECTRALĂ

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Dacă o plasmă se află în condiţii de echilibru termodinamic local (LTE), atunci distribuţia densităţilor de populaţie a electronilor pe diferite nivele este determinată exclusiv de procesele de ciocnire atomică, care au loc cu suficientă rapiditate astfel încât distribuţia "răspunde" instantaneu la orice schimbare din plasmă. În condiţiile echilibrului termodinamic local această distribuţie se calculează statistic, fără să fie necesare cunoştinţe despre secţiunile eficace atomice. Datele atomice sunt necesare numai în legătură cu probabilităţile de realizare a tranziţiilor considerate. Rezultă deci că precizia de cunoaştere exactă a intensităţii liniilor spectrale este determinată de eroarea de determinare a parametrilor plasmei şi de eroarea de calcul a probabilităţilor atomice de tranziţie.

Starea electronilor în modelele de plasmă LTE este determinată de legile de distribuţie Maxwell şi Boltzmann.

Legea lui Maxwell permite cunoaşterea, în vecinătatea temperaturii T, a numărului dN de particule dintr-o specie dată, ale căror viteze sunt cuprinse în intervalul $v, v + dv$:

$$\frac{dN}{V} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 \, dv \qquad (1)$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

în care: N – numărul total de particule din specia considerată

m – masa unei particule

k – constanta lui Boltzmann

T – temperatura mediului.

Dacă se introduce notația $\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$, atunci funcția:

$$f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{1}{\pi\alpha^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} \tag{2}$$

este funcția de distribuție a vitezelor (**Fig. 19.1**) și ea prezintă un maxim pentru $v = \alpha$, deci α este chiar viteza cea mai probabilă pentru specia respectivă de particule.

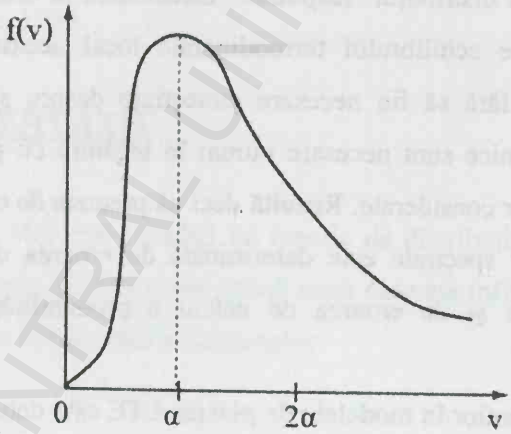


Fig. 19.1. Funcția de distribuție a vitezelor

Ea este diferită de viteza medie a particulelor, care este dată de relația:

$$\bar{v} = \int v f(v)\, dv = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \tag{3}$$

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Legea lui Boltzmann exprimă raportul populațiilor a două nivele m și n ale unui atom sau ion, nivele care au ponderile statistice g_m și g_n și energiile interne E_m și E_n:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{\frac{E_m - E_n}{kT}} \tag{4}$$

În general se preferă utilizarea potențialelor de excitare ale nivelelor m și n (adică V_m *și* V_n fiind egale cu zero pentru nivelul fundamental), relația (4) devenind:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} e^{\frac{V_m - V_n}{kT}} = \frac{g_m}{g_n} e^{\frac{V_{nm}}{kT}} \tag{5}$$

Dacă N este numărul total de particule și N_i este populația nivelului fundamental (pentru care $V_i = 0$), atunci:

$$N = \sum_i N_i = \frac{N_1}{g_1}\left(g_1 + g_2 e^{-\frac{V_2}{kT}} + g_3 e^{-\frac{V_3}{kT}} + \ldots + g_m e^{-\frac{V_m}{kT}} + \ldots\right) \tag{6}$$

Expresia din paranteză în relația (6) reprezintă funcția de partiție, $U(T)$, a ansamblului de particule:

$$U(T) = \sum_i g_i e^{-\frac{V_i}{kT}} \tag{7}$$

Din relațiile (4), (6) și (7) se obține următoarea expresie pentru populația nivelului m:

$$N_m = \frac{N}{U(T)} g_m e^{-\frac{V_m}{kT}} \tag{8}$$

Considerându-se $N_n = 1$ în relația (4).

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Intensitatea radiației fotonice emise la tranziția de pe nivelul m pe nivelul n va fi dată de relația:

$$I_{mn} = N_m A_{mn} h\nu_{nm} = \frac{N}{U(T)} g_m e^{-\frac{V_m}{kT}} A_{mn} h\nu_{nm} \tag{9}$$

în care A_{mn} este probabilitatea de emisie spontană, iar h este constanta lui Planck.

Date fiind dificultățile experimentale care apar în măsurarea intensităților absolute ale radiațiilor emise de un ansamblu de particule, precum și cele legate de evaluarea numărului total de particule, N, și a funcției de partiție, $U(T)$, relația (9) nu poate fi utilizată ca atare pentru determinarea temperaturii unei componente a plasmei, se află la baza unor metode experimentale de determinare a temperaturii, dintre care, în lucrarea de față, prezentăm două.

Determinarea temperaturii din intensitatea relativă a radiației spectrale se bazează pe exprimarea raportului intensităților absolute a două radiații cu frecvențe diferite, emise de același sistem de particule:

$$\frac{I_{mn}}{I_{pq}} = \frac{N_m}{N_{np}} \frac{A_{mn}}{A_{np}} \frac{h\,\nu_{nm}}{h\,\nu_{qp}} \tag{10}$$

Dacă se exprimă raportul N_m/N_p, pe de o parte din relația (10) și pe de alta din relația (5), se obține relația:

$$\frac{I_{mn}}{I_{pq}} \frac{A_{pq}}{A_{mn}} \frac{\nu_{qp}}{\nu_{nm}} = \frac{g_m}{g_p} e^{-\frac{V_m - V_p}{kT}} \tag{11}$$

Logaritmând această relație și exprimând potențialele de ionizare în eV, se obține relația:

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

$$lg\left(\frac{I_{mn}}{I_{pq}}\frac{g_p}{g_m}\frac{A_{pq}}{A_{mn}}\frac{\nu_{qp}}{\nu_{nm}}\right) = -\frac{5040}{T}\left(V_m - V_p\right) \quad (12)$$

în care produsele de forma gA sunt probabilităţi de tranziţie şi ele pot fi accesate (ca de altfel şi potenţiale de excitare) pentru diverse specii atomice. Astfel, atunci, măsurând intensităţile şi lungimile de undă a două radiaţii fotonice ale aceleiaşi specii atomice, relaţia (12) poate fi folosită pentru determinarea temperaturii plasmei.

Determinarea temperaturii de excitare din reprezentarea grafică Boltzmann.

Dacă în loc de probabilităţile de tranziţie gA se folosesc forţele (tăriile) oscilatorilor, f, între care există relaţia:

$$g_m A_{nm} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_{nm}^2}{mc^3} g_n f_{nm} \quad (13)$$

atunci, relaţia (9) devine:

$$\frac{I_{mn}c^3}{g_n f_{nm}\nu_{nm}^3} = \frac{8\pi^2 e^2}{m}\frac{Nh}{B(T)}e^{-\frac{V_m}{kT}} \quad (14)$$

Dacă în această relaţie se trece de la frecvenţele radiaţiilor la lungimile lor de undă şi apoi se logaritmează, ţinându-se cont de preferinţa pentru exprimarea potenţialului în eV, se obţine expresia:

$$lg\frac{I_{mn}\lambda_{nm}^3}{g_n f_{nm}} = const. - \frac{5040}{T}V_m \quad (15)$$

Măsurându-se intensităţile şi lungimile de undă ale radiaţiilor emise de o specie atomică din plasmă şi cunoscându-se celelalte mărimi care apar în relaţia (15), se poate reprezenta grafic termenul din stânga al relaţiei în funcţie de

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

potenţialul de excitare (**Fig. 19.2**). Acest grafic este o dreaptă, din panta căreia se poate determina temperatura speciei respective conform relaţiei:

$$T = -\frac{5040}{tg\beta}[K] \qquad (16)$$

Cunoscându-se temperatura din relaţiile (2) şi (3) se pot calcula viteza cea mai probabilă şi viteza medie ale particulelor respective.

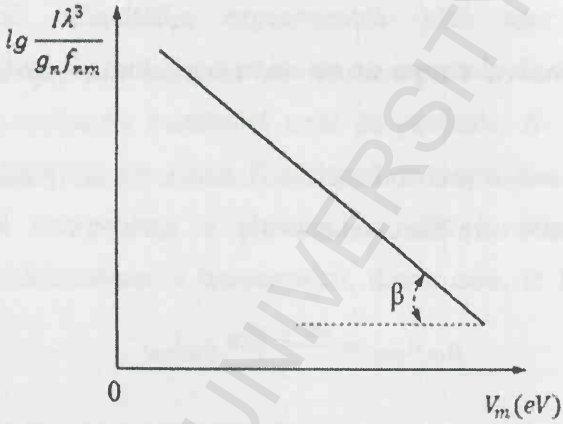


Fig. 19.2. Dreapta Boltzmann pentru determinarea temperaturii

2. SCOPUL LUCRĂRII

Scopul acestei lucrări constă în determinarea temperaturii plasmei aflate în echilibru termodinamic local prin metoda rapoartelor de intensităţi ale liniilor spectrale. Această metodă este foarte rapidă şi eficientă dacă se lucrează cu ajutorul spectrometrului OMA pentru înregistrarea spectrelor.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental cuprinde cinci părţi principale:

1. Sistemul de vidare;

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2. Tubul de descărcare;
3. Circuitul electric de înaltă tensiune;
4. Ansamblul de umplere cu gaz a tubului;
5. Sistemul de achiziţii de spectre.

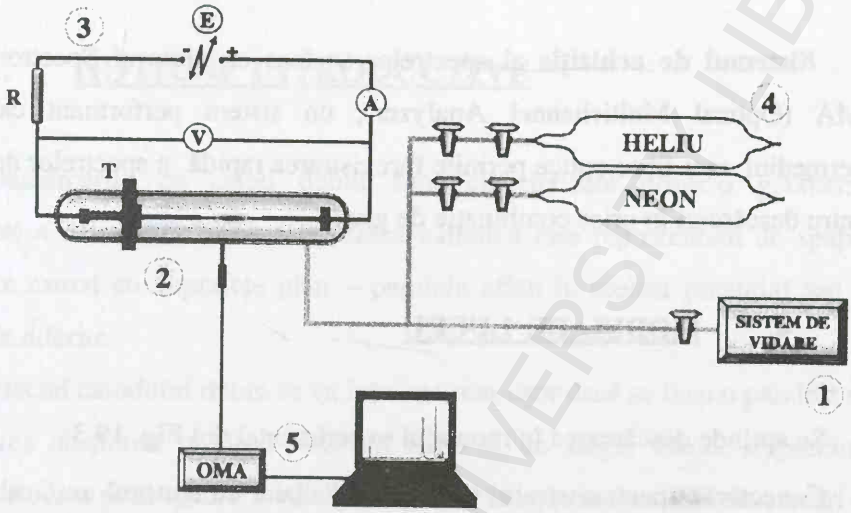


Fig. 19.3. Aranjamentul experimental

Sistemul de vidare este reprezentat în această lucrare de o pompă mecanică de vid preliminar care poate furniza o presiune de 10^{-3} mbar. Această valoare a presiunii este măsurată prin intermediul unei joje Pirani pe ecranul unui vacuumetru.

Tubul de descărcare este confecţionat din cuarţ, unul dintre electrozi putând fi deplasat cu ajutorul unui magnet. Electrozii sunt realizaţi din wolfram şi au fost foarte ascuţiţi la capete.

Sursa de alimentare este de mare putere, în pulsuri de 25 KV cu frecvenţa de 20 KHz, aplicarea tensiunii pe tub fiind făcută prin intermediul unei rezistenţe (R) de 10 MΩ.

Ansamblul de umplere cu gaze al tubului este constituit din două butelii metalice una cu Ne şi cealaltă cu H_2, monitorizarea amestecului fiind realizată cu ajutorul unui manometru (M). Astfel, după ce se întrerupe conexiunea la

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

pompa de vid, se introduce întâi Ne până la o anumită presiune, iar procentul necesar de H_2 este adăugat în amestec conform calculului aferent.

$$p_{total} = p_{Ne} + p_{H_2} \quad (3)$$

Sistemul de achiziție al spectrelor se face cu ajutorul Spectrometrului OMA (Optical Multichannel Analyzer), un sistem performant care prin intermediul unei fibre optice permite înregistrarea rapidă a spectrelor de emisie pentru descărcări în orice combinație de gaze.

4. MODUL DE LUCRU

1. Se aprinde descărcarea în montajul experimental din **Fig. 19.3**.
2. Conectarea spectrometrului OMA la calculator cu ajutorul unui cablu USB (Universal Serial Bus).
3. Se aşează fibra optică perpendicular pe tubul de descărcare.
4. Se optimizează timpul de integrare şi scala spectrului.
5. Se înregistrează spectrul obținut.
6. Se salvează şi se prelucrează datele cu ajutorul programului OriginPro v8.0.
7. Se atribuie lungimile de undă corespunzătoare fiecărei intensităţi prin accesarea site-ului http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

5. BIBLIOGRAFIE

1. R. H. HUDDLESTONE, S. L. LEONARD, "Plasma Diagnostic Techniques", Academic Press, New York, 1965
2. I. IOVA, I. I. POPESCU, E. I. TOADER, "Bazele Spectroscopiei Plasmei", Ed. Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1987

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Lucrarea 20

EFECTUL CATODULUI CAVITAR

1. NOŢIUNI INTRODUCTIVE

Descărcările cu catod dublu sunt caracterizate printr-o geometrie particulară a catodului, în care cavitatea catodică este reprezentată de spaţiul dintre doi catozi cu suprafeţe plan – paralele aflaţi la acelaşi potenţial sau la potenţiale diferite.

Efectul catodului dublu se va înţelege mai uşor dacă se face o paralelă cu descărcarea obişnuită produsă între un anod şi un singur catod. Importanţa părţilor catodice şi în special a luminii negative în menţinerea unei descărcări la presiune redusă a fost intens subliniată în noţiunile teoretice ale lucrărilor experimentale anterioare. S-a arătat că într-o descărcare produsă între un anod şi un catod în curent continuu la presiune de ordinul a 10^{-2} mbar densitatea curentului de descărcare este dependentă de următorii factori, conform relaţiei:

$$\frac{j_0}{p^2} = K \cdot \frac{V_K^{3/2}}{(p \cdot d)^{5/2}} \qquad (1)$$

unde: p – presiunea gazului de lucru;

d – grosimea spaţiului întunecos catodic (SÎC);

V_K – căderea catodică de-a lungul (SÎC);

K – constanta care depinde de natura gazului.

Practic, în regimul descărcării luminescente anormale când grosimea d este mai mică decât drumul liber mediu de ciocnire al electronilor $d < \lambda_e$, partea dreaptă a ecuaţiei va fi independentă de presiune dacă se menţine aceeaşi

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

voloare V_K la variaţia presiunii. Astfel se va obţine o dependentă parabolică $j_0 = c \cdot p^2$. (**Fig. 20.1**- curba a)

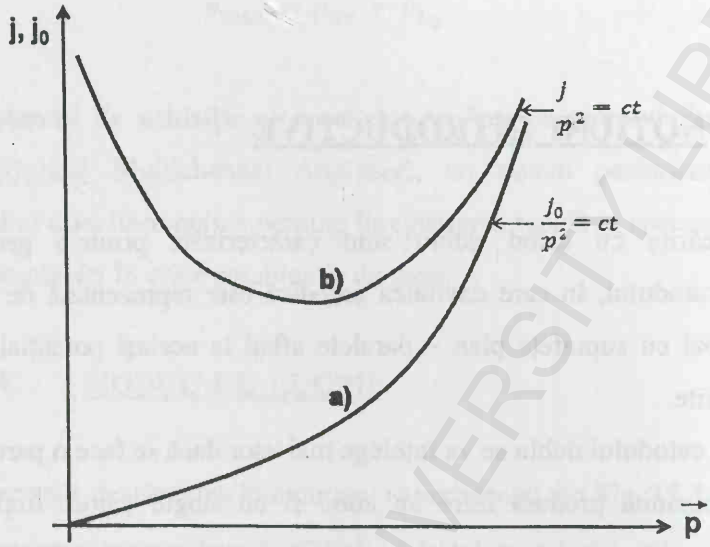


Fig. 20.1. Dependenţa curent - presiune: a) cazul catodului simplu (j_0); b) catodului dublu (j)

În cazul descărcării cu doi catozi plan paraleli aşezaţi faţă în faţă – cel puţin unul dintre aceştia fiind mobil – şi un anod inelar se vor forma două descărcări, independente între anodul comun şi respectiv fiecare catod (vezi detaliul 1). La o distanţă "a" suficient de mare fiecare descărcare va avea zonele bine delimitate, inclusiv coloana pozitivă. (**Fig. 20.2**) Odată cu micşorarea acestei distanţe "a", coloanele pozitive întâi se unesc, apoi dispar, rămânând clare doar luminile negative separate printr-un spaţiu comun întunecos Faraday. O nouă micşorare a distanţei „a" va duce la unirea luminilor negative într-o lumină negativă unică, mult mai strălucitoare decât cele anterioare. (*vezi detalierea b*)

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

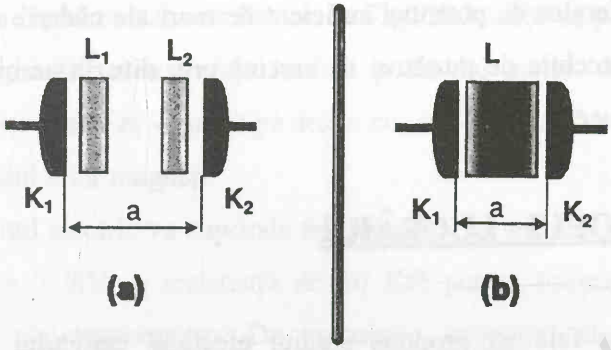


Fig. 20.2. Poziționarea regiunilor de lumină negativă la diferite distanțe "a"

În acest ultim caz densitatea curentului de descărcare, va avea o nouă valoare: $j = j_1 + j_2$ corespunzătoare densității de curent a fiecărei descărcări în parte. În cazul particular – uzual – al catozilor identici ca formă, suprafață, mărime, material, densitatea de curent pentru fiecare catod poate fi aproximată:

$$j = \frac{j_1 + j_2}{2} \qquad (2)$$

Dependența de presiune a densității de curent j la catodul dublu în domeniul de ordinul torrilor, va fi similară cu cea a catodului simplu j_0, dar mai mare.

Raportul $q = \frac{j}{j_0}$ se numește factor de amplificare, iar în acest domeniu de presiune este aproximativ egal cu unitatea. La presiuni din ce în ce mai reduse însă, densitatea de curent $j(p)$ are o scădere mult mai puțin semnificativă, ba chiar presiuni mici încep să crească (**Fig. 20.1**- curba **b**). Fenomenul de creștere a densității curentului de descărcare cu scăderea presiunii în cazul configurației catodice menționate este numit ***efectul catodului dublu***.

Explicația acestui efect constă în faptul că, datorită acestei configurații se produce o suprapunere a acțiunii ionizate a electronilor primari în lumina negativă. Aceștia, odată injectați în plasma luminii negative sunt reținuți în acest

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

spaţiu datorită barierelor de potenţial suficient de mari ale căderii catodice. Pe de altă parte şi perechile de purtători de sarcină prin difuzia ambipolară spre pereţi sunt mai reduse.

2. SCOPUL LUCRĂRII

Lucrarea de faţă îşi propune studiul efectului catodului dublu prin determinarea factorului de amplificare q la presiune constantă.

3. MONTAJUL EXPERIMENTAL

Montajul experimental va cuprinde trei părţi principale:

1. Sitemul de vidare;
2. Tubul experimental;
3. Circuitul electric de alimentare al descărcării.

Sistemul de vidare este reprezentat de pompa mecanică de vid preliminar.

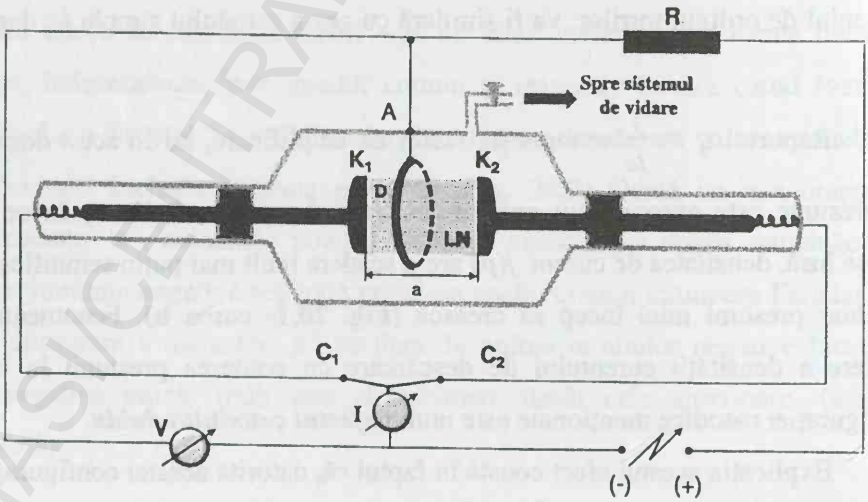


Fig. 20.3. Ansamblul experimental

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

Tubul experimental este ilustrat în **Fig. 20.3**, unde se pot observa cei doi catozi plani paraleli aşezaţi faţă în faţă şi anodul inelar. Ambii catozi sunt mobili, distanţa dintre ei – notată pe desen cu „a" – putând fi variată din exterior prin intermediul unor magneţi.

Circuitul electric va cuprinde un generator de tensiune înaltă reglabilă în domeniul 0 – 5 KV, o rezistenţă de 10 KΩ pentru limitarea curentului un voltmetru şi un ampermetru. De asemenea, montajul electric va permite conectarea unui singur catod sau, în funcţie de situaţie, a ambilor catozi.

4. MODUL DE LUCRU

După realizarea montajului din **Fig. 20.3** trebuie respectate următoarele etape:

1. Se pune în funcţiune pompa de vid preliminar până ce în tubul de descărcare se va atinge presiunea de 10^{-2} mbar.
2. Se conectează doar un singur catod în circuit.
3. Se variază tensiunea de la sursa de înaltă tensiune până ce se aprinde descărcarea.
4. Cu descărcarea aprinsă, se variază distanţa dintre electrozi, urmărindu-se variaţia intensităţii curentului pe ampermetru (I_0 (mA)).
5. Se întrerupe circuitul, după care se conectează ambii catozi în circuit;
6. Se aprinde descărcarea în noua configuraţie.
7. Se înregistrează valorile I (mA) în funcţie de distanţa „*a*".
8. Se trasează graficele I_0 (mA) în funcţie de distanţa „*a*" şi I (mA) în funcţie de distanţa „a" în acelaşi sistem de coordonate.
9. Se calculează factorul *q* şi se interpretează datele obţinute.

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

5. BIBLIOGRAFIE

1. E. BĂDĂRĂU, I. I. POPESCU, „Gaze ionizate – Descărcări electrice în gaze", Ed. Tehnică, 1965

2. G. M. PETROV, D. ZHENCHEV, „Physics of Plasmas", vol. 9, 5, pag. 1815, 2002

3. N. A. KAPȚOV, „Fenomene electrice în gaze şi vid", Editura Tehnică, Bucureşti, 1955

6. OBSERVAȚII

În relația de calcul pentru determinarea factorului de amplificare q trebuie luate în considerare următoarele aspecte:

a) Presupunând că există o distribuție uniformă de current pe suprafața catozilor se vor putea lua direct valorile I şi I_0 (nu j şi j_0);

b) Deoarece catozii sunt identici valoarea I din relația $I = \frac{I_1+I_2}{2}$ este considerată a fi jumătatea celei citite la ampermetru.

B.C.U. „M. EMINESCU" IAŞI

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

BCUIASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

2010/16933
15

ISBN 978-973-614-536-0

BCU IASI / CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY